THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

Armand MULLER

PREMIERE THESE

ETUDE DE LA CONSERVATION DE LA CONJUGAISON DE CHARGE DANS LES DESINTEGRATIONS DU MESON η

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 19 mars 1968 devant la Commission d'Examen

MM. S. GORODETZKY — Président

A. BERTHELOT
P. CHEVALLIER — Examinateurs
J. MEYER

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

Armand MULLER

PREMIERE THESE

ETUDE DE LA CONSERVATION DE LA CONJUGAISON DE CHARGE DANS LES DESINTEGRATIONS DU MESON η

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 19 mars 1968 devant la Commission d'Examen

MM.	S. GORODETZKY	Président
	A. BERTHELOT	
	P. CHEVALLIER	Examinateurs
	J. MEYER	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE DE STRASBOURG
FACULTE DES SCIENCES

Edition de novembre 1967

Doyen : Professeur J.H. VIVIEN

Doyens Honoraires : A. KIRRMANN, P. LACROUTE, H.J. MARESQUELLE, G. MILLOT.

Professeurs Honoraires : P. de BEAUCHAMP, L. BOISSELET, H. CARTAN, G. CERF, C. CHABAUTY, A. CHRETIEN, J. DENY, Ch. EHRESMANN, M. FRECHET, H. GAULT, Mlle S. GILLET, A. HEE, R. HOCART, A. KIRRMANN, G. LEMEE, P. L'HERITIER, A. LICHNEROWICZ, L. NEEL, Ch. SADRON, E. TERROINE, R. THIRY, H. VILLAT, H. WEISS, Et. WOLFF, J. IVON.

Maître de Conférences Honoraire : R. WEIL

Professeurs :

H.J. MARESQEULLE.....	T.	Biologie végétale
A. ROUSSEL	T.	Calcul différentiel et intégral et théorie des fonctions
H. FORESTIER	T.	Chimie générale
J. ROTHE	T.	Physique du Globe
P. LACROUTE	T.	Astronomie
J.H. VIVIEN	T.	Zoologie et Embryologie expérimentale
A. MAILLARD.....	T.	Physicochimie du Pétrole
S. GORODETZKY	T.	Physique générale et Physique nucléaire
L. SACKMANN	T.	Mécanique des Fluides
J. BYE	T.	Chimie Physique
R. LOMBARD	T.	Chimie organique
Mlle M. PEREY	T.	Chimie nucléaire
S. GOLDSZTAUB	T.	Minéralogie et Pétrographie
P. JOLY	T.	Biologie générale
H. BENOIT	T.	Physicochimie macromoléculaire
P. CUER	T.	Physique générale et physique corpusculaire
G. MILLOT	T.	Géologie et Paléontologie
R. LECOLAZET	T.T.P.	Physique du Globe
H. SAUCIER	T.T.P.	Minéralogie
R.ROHMER	T.	Chimie minérale
Mlle A. GAGNIEU	T.T.P.	Botanique
S.NIKITINE.....	T.	Physique générale
F. STUTINSKY	T.	Physiologie générale
B. WURTZ	T.T.P.	Chimie biologique
J. BRENET	T.	Electrochimie
G. OURISSON	T.T.P.	Chimie

A. COCHE	T.T.P.	Physique nucléaire
R. CERF	T.	Physique générale
J. FRENSEL	T.T.P.	Mathématiques
P. TAGLANG	T.	Physique
J.P. LONCHAMP	T.T.P.	Physique
A. DELUZARCHE	T.T.P.	Chimie
J.B. DONNET	T.T.P.	Chimie Physique
R. ARMBRUSTER	T.T.P.	Physique
A. ROCHE	T.T.P.	Physique du Globe
L. HIRTH	T.	Microbiologie
A. SIGOT	P.S.C.	Zoologie
J. COGNE	T.T.P.	Géologie
A. FUCHS	T.	Mécanique rationnelle
A. GALLMANN	T.T.P.	Physique
P. MIALHE	T.T.P.	Physiologie animale
J.P. EBEL	T.	Chimie biologique
J. PARROD	T.T.P.	Chimie
R. WEY	T.T.P.	Chimie
Mme D. MAGNAC	T.T.P.	Physique
M. DAUNE	P.S.C.	Physique
J.P. ADLOFF	T.T.P.	Chimie nucléaire
D. BERNARD	T.T.P.	Méthodes mathématiques de la Physique
M. ZISMAN	T.T.P.	Mathématiques
E. DANIEL	T.	Physique expérimentale
P. CHEVALLIER	T.	Physique
J. GREMILLARD	T.T.P.	Mécanique des Fluides
P. CARTIER	T.	Mathématiques M.P.C.
G. REEB	T.	Topologie
F. NORGUET	T.	Analyse supérieure
R. CHAUVIN	T.	Psychophysiologie
J. WUCHER	P.S.C.	Physique
Mme M. BRINI	P.S.C.	Chimie
G. PERNY	P.S.C.	Physique
R. BARO	P.S.C.	Physique
H. DURANTON	P.S.C.	Botanique
R. WEISS	T.T.P.	Chimie
P. FEDERLIN	T.T.P.	Chimie
J. LERAY	P.S.C.	Physique
J.P. SCHWING	P.S.C.	Chimie
M. SIESKIND	P.S.C.	Physique
G. MONSONEGO	P.S.C.	Physique mathématique
P. GABRIEL	T.T.P.	Mathématiques
C. WIPPLER	T.	Physicochimie des Hauts Polymères industriels
P.A. MEYER	T.T.P.	Mathématiques

G. WEILL	P.S.C.	Physique
J.M. BLOCH	T.	Chimie
A. CLAUSS	P.S.C.	Chimie
E. FOLLENIUS	P.S.C.	Zoologie
J. LUCAS	P.S.C.	Géologie
G. GLAESER	T.	Mathématiques
J.J. THIEBOLD	P.S.C.	Biologie animale

Professeurs Associés :

S.R. de GROOT	Physique
K. VESELY	Physicochimie macromoléculaire
R. MARCHESSAULT	Physicochimie macromoléculaire
G. LUMER	Mathématiques
R. MORIARTY	Chimie organique
J. AUSLANDER	Physique corpusculaire

Maîtres de Conférences :

H. DANAN	Physique
Mme WINTER Ch.	Physique
J.P. EBERHART	Minéralogie
Mme D. CAGNIANT	Chimie
X. FERNIQUE	Mathématiques
J. STREITH	Chimie
J.H. WEIL	Chimie biologique
F. GAUTIER	Physique propédeutique
G. SUTTER	Physique électronique
D. FOATA	Mathématiques
J.L. VERDIER	Mathématiques
J.M. LEHN	Chimie
Cl. ROBERT	Physique
M. LACROUTE	Biologie végétale
M. GOUNOT	Botanique
J. PRADINES	Mathématiques
A. GIRARDIE	Biologie animale
F. BECKER	Physique mathématique
J. DEHAND	Chimie minérale
Cl. GODBILLON	Mathématiques
M. KAROUBI	Mathématiques
A. MIGNOT	Mathématiques appliquées

Maîtres de Conférences Associés :

V. AVANISSIAN	Mathématiques
R.A. MASSY-WESTROPP	Chimie organique
Ch. JEFFORD	Chimie organique

Secrétaire : G. SAINT-PE

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552706_0006

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	3
Chapitre I – DISPOSITIF EXPERIMENTAL	5
A – Implantation du faisceau	5
B – Appareillage	5
C – Considérations sur le dispositif expérimental et choix des paramètres expérimentaux	8
Chapitre II – METHODE DE DEPOUILLEMENT ET D'ANALYSE	13
A – Sélection des événements	13
B – Mesure automatique	14
C – Reconstruction géométrique	15
D – Programme de cinématique KINETA	16
E – Programme d'ajustement cinématique ETAFIT	17
F – Programme SUMX	18
Chapitre III – SEPARATION DES HYPOTHESES	19
A – Purification	19
B – Réactions détectées	20
C – Efficacité de détection	21
D – Mise en évidence des différentes réactions	21
E – Consistance entre les différentes réactions	23
F – Basse énergie	24
G – Les mésons η	25
Chapitre IV – CONSIDERATIONS THEORIQUES	29
A – Définitions de certaines symétries fondamentales et lois d'invariance	29
B – Invariances CPT, P , T , C , CP	30
C – Hypothèses cherchant à expliquer la désintégration du K°_{L} en deux pions	31
D – Violation de C dans la désintégration du méson η	37

Chapitre V – RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION 45

1. Désintégration $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\circ$ 45

A – Asymétrie brute 45
B – Asymétrie avec ajustement 45
C – Interactions secondaires 46
D – Symétrie de l'appareillage 46
E – Renversement du champ magnétique 47
F – Courbure du faisceau incident 48
G – Asymétries partielles 49
H – Variation de l'asymétrie avec certaines constantes expérimentales 49
I – Influence des rejets et de la contamination 49
J – Asymétrie dans le laboratoire 50
K – Comparaison avec les autres résultats 51
L – Analyse du diagramme de Dalitz 52

2. Désintégration $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ 53

CONCLUSION 55

REMERCIEMENTS 57

REFERENCES 59

LEGENDES DES FIGURES 63

ETUDE DE LA CONSERVATION DE LA CONJUGAISON DE CHARGE DANS LES DESINTEGRATIONS DU MESON η

INTRODUCTION

Les trois opérateurs fondamentaux :

P parité ou réflexion spatiale,

C conjugaison de charge ou permutation de la matière et de l'anti-matière,

T renversement du sens du temps,

ont été considérés pendant longtemps comme commutant avec les hamiltoniens de tous les types d'interactions.

Parfaitement vérifiées en physique classique, la conservation de la parité de la conjugaison de charge et l'invariance par rapport au renversement du sens du temps n'étaient en contradiction avec aucun résultat expérimental de physique nucléaire et corpusculaire jusqu'en 1957, lorsque plusieurs expériences suggérées par LEE et YANG montrèrent que la conservation de la parité est violée dans les interactions faibles.

Il fut alors admis que c'est le produit CP qui est une symétrie fondamentale de la nature.

En 1964 la mise en évidence [1] de la désintégration du K_2° en deux pions indique que la conservation de CP est aussi violée.

La petitesse de cette violation poussa les théoriciens à proposer des nombreuses hypothèses qui sauvegardent CP dans les interactions faibles, et qui attribuent le phénomène observé à un effet de 2ème ordre dû à la contribution d'autres types d'interactions dans la désintégration du K_2°.

De nombreuses expériences furent proposées et réalisées dans le but de contrôler d'une manière plus approfondie la conservation de C, CP, T, CPT dans tous les types d'interactions.

En juin 1966, les Universités de Columbia et de Stony Brook annoncèrent la mise en évidence de la violation de C dans la désintégration du méson η , une asymétrie entre le pion positif et le pion négatif dans le mode $\eta - \pi^+ \pi^- \pi^\circ$ étant la preuve d'un comportement différent de la matière et de l'anti-matière.

Il semblait donc que la violation de CP dans la désintégration du K_2° trouve son origine dans la violation de C dans l'interaction responsable de la désintégration du η en 3 pions qui peut être, soit électromagnétique, soit semi-forte, soit d'un nouveau type.

L'expérience que nous allons décrire et dont le résultat a été publié deux mois après celui de l'Université de Columbia, avait pour but de mesurer la même asymétrie dans

dans la désintégration du méson η , mais avec un ordre de grandeur de plus dans la statistique.

L'expérience a été réalisée au C.E.R.N. en collaboration avec le groupe C.E.R.N.-E.T.H. La réaction de production est

$$\pi^- + p \rightarrow n + \eta$$

les pions incidents ayant une impulsion de 713 MeV/c, le neutron est détecté par une série de compteurs à neutrons, les pions de désintégration du η sont visualisés par des chambres à étincelles dans un champ magnétique.

Ces 10709 mésons η observés n'ont pas permis de mettre en évidence une différence de comportement entre les deux pions chargés.

Le résultat de notre expérience contredit le précédent et repose le problème dans toute sa complexité.

CHAPITRE I

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

A - IMPLANTATION ET FAISCEAU

Le faisceau M 4 dans la zone expérimentale Sud du P.S. du C.E.R.N. a été utilisé (réf. 2). Calculé et mis au point pour une grande acceptance en particules d'énergie moyenne, de 1 à 2 GeV, c'est essentiellement un faisceau séparé destiné à de grandes intensités de mésons K et d'anti-protons.

Il a cependant été utilisé pour cette expérience, car c'était à l'époque la solution la plus rapide pour produire des mésons η . La dernière partie a été légèrement modifiée, afin d'amener les particules dans la bonne direction. Cette disposition a pris le nom de M4d, la cible dans l'accélérateur était la cible n° 1, l'expérience a été dénommée S 4 4 .

Conditions de fonctionnement

L'accélérateur avait un cycle d'environ 2 secondes, une intensité moyenne de $0,8.10^{11}$ protons par cycle, l'énergie des protons étant d'environ 20 GeV.

40 % des particules primaires étaient absorbées par la cible n° 1.

Le faisceau secondaire a été utilisé sans séparation électro-statique. Pour 713 MeV/c l'intensité obtenue était d'environ 10^5 particules par cycle.

Composé essentiellement de pions négatifs, le faisceau était contaminé par des leptons, 20 % d'électrons ont pu être mesurés : par contre, la contamination en K^- et en $\bar{p}$ était négligeable.

La dispersion en énergie était de $\pm$ 1 %, la dispersion angulaire au point image de $\pm$ 10 milliradian dans le plan horizontal et de $\pm$ 6 milliradian dans le plan vertical. L'image finale obtenue a pour dimensions 2 x 1,5 cm.

B - APPAREILLAGE

La figure 1 schématise l'ensemble du dispositif expérimental.

1. La cible

La cible est constituée par de l'hydrogène liquide dans un cylindre de mylar (fig.3).

Les dimensions sont : 12 cm pour la longueur, et 4 cm pour le diamètre, l'épaisseur de mylar étant de 0,15 mm.

Elle est placée dans une enceinte à vide dont les parois métalliques sont remplacées par des fenêtres en mylar (0,5 mm) sur la trajectoire des particules.

2. L'aimant principal

La figure 2 montre la coupe suivant un plan vertical perpendiculaire au faisceau et la figure 3 une coupe suivant un plan vertical parallèle au faisceau.

Le champ magnétique utilisé pour cette expérience est de 7,18 kG avec une intensité de 2 500 ampères dans les bobines. L'inhomogénéité dans le volume utile est au maximum égale à 10 %. Le volume intérieur est de 2 m^3, mais le volume photographiable par un orifice de 60 x 170 cm dans les pièces polaires est d'environ 0,7 m^3.

3. Les chambres à étincelles

Trois unités de chambres à étincelles sont placées à l'intérieur de l'aimant (fig. 3).

Chaque unité a les caractéristiques suivantes :

Dimensions : 26 x 67 x 67 cm
Nombre d'intervalles : 12
Largeur des intervalles : 8 mm
Plaques d'aluminium : 25 μ d'épaisseur
Haute tension pulsée $\simeq$ 9 kV
Champ de nettoyage $\simeq$ 50 V/cm
Temps de mémoire $\simeq$ 1,5 μs

Délai pour le déclenchement après le passage d'une particule $\simeq$ 400 ns
Gaz utilisé : Néon - Hélium à la pression atmosphérique.

4. Optique (fig. 2 et 3)

Un ensemble de prismes est collé sur un plan au-dessus des chambres à étincelles. Chaque intervalle est vu par un prisme ; le plan des rayons lumineux sortant d'un intervalle est réfléchi, de manière à entrer dans le champ de vision des objectifs.

Deux couples de miroirs définissent deux axes optiques parallèles, et permettent de prendre deux vues stéréoscopiques avec la même caméra, mais avec des objectifs différents.

La distance des deux axes optiques est de 58 cm et la distance optique de la caméra au centre des chambres à étincelles de 270 cm.

Le rapport stéréoscopique est de 4,7 en moyenne.

Une série de marques fiducielles fixées au fer de l'aimant au-dessus des chambres à étincelles constitue le système de référence. Tout cet ensemble optique permet une reconstruction stéréoscopique dans l'espace analogue à celle qui se fait pour les chambres à bulles.

REMARQUE :

L'ensemble, aimant, chambres à étincelles et optique a été conçu, réalisé et mis au point par le groupe CERN-ETH. Plusieurs expériences ont déjà été menées à bien avec le même appareillage.

Ses remarquables performances, ainsi que tous les détails techniques, sont donnés dans la référence 3.

5. Aimants correcteurs

La cible est placée à l'intérieur du grand aimant.

Les particules du faisceau sont déviées par le champ magnétique, avant d'arriver à la cible.

Afin de pouvoir renverser la polarité de l'aimant au cours de l'expérience, il a été nécessaire de compenser cette déflection par deux petits aimants correcteurs à champ vertical, l'un placé à 3,5 m, l'autre directement devant la cible.

Ces deux aimants sont réglés de sorte que, pour les deux polarités, les particules focalisent au même endroit et que la direction moyenne du faisceau au centre de la cible soit l'axe du système.

6. Compteurs à neutrons

Un ensemble de 14 compteurs à neutrons est placé en aval à une distance de 3,9 m de la cible (fig. 1 et photo 4).

Un liquide dans des récipients cylindriques en plexiglass joue le rôle de scintillateur. Les neutrons interagissent avec les noyaux du liquide ; ce sont les particules chargées secondaires qui sont détectées.

Les dimensions du cylindre sont 30 cm pour la longueur et 14 cm pour le diamètre.

Un guide de lumière connecte une des bases à un photomultiplicateur 58 AVP. Une feuille de mumétal et une protection en fer constituent un blindage contre le champ magnétique de fuite de l'aimant.

Les compteurs sont fixés sur un anneau (fig. 1 et photo 4), de 1,80 m de diamètre, les axes des scintillateurs étant dirigés vers la cible.

Il est important de signaler que l'agencement de ces compteurs est étudié pour donner le maximum d'efficacité, ainsi qu'une mesure précise du temps de vol.

L'arrivée de l'impulsion lumineuse sur la couche photosensible dépend très peu de l'endroit où se produit l'interaction dans le liquide, car la vitesse des neutrons n'est pas très différente de la vitesse de la lumière dans le liquide.

Signalons aussi que l'impulsion lumineuse est très riche en lumière directe, ce qui est favorable, quant à la forme de ces impulsions.

7. Scintillateurs

7 scintillateurs ou ensemble de scintillateurs en plastique sont disposés à différents endroits (fig. 1),

S_1 – 8 x 12 x 15 mm placé sur le faisceau à 16 m de la cible.

S_2 – Elliptique, avec les dimensions du faisceau. Il est placé devant la cible.

A_1, F – Deux scintillateurs minces, circulaires, avec un trou au milieu, placés devant et derrière la cible. Chacun de ces scintillateurs est connecté à 2 photo-tubes.

R – (fig. 3 et photo 5).
Placés dans la boîte à vide, ces deux scintillateurs sont formés de 4 branches chacun.
Ces branches en forme de demi-cercle à diamètre croissant, entourent complètement la paroi latérale de la cible.

B – 6 scintillateurs de grandes dimensions placés devant les compteurs à neutrons.

A_3^+ et A_3^-

Scintillateurs placés sur la trajectoire du faisceau, 5 m après la cible.

Les photo-multiplicateurs pour les compteurs S_2, A_1, F et R sont fixés à l'extérieur du fer de retour de l'aimant, pour ne pas être perturbés par le champ magnétique, la connexion optique se fait par de longs guides de lumière en plexiglass.

8. Electronique

Le schéma d'ensemble est représenté sur la figure 6.

Des circuits de coïncidences combinent les impulsions données par les différents compteurs et déclenchent le système. (Les conditions requises sont données plus loin).

Le numéro du compteur à neutrons est transmis par l'intermédiaire d'un système de mémoires.

L'amplitude de l'impulsion est mesurée et digitisée.

Le décalage en temps entre l'impulsion donnée par S_1 et celle sortant des compteurs à neutrons est mesurée par un convertisseur temps-amplitude de marque "CHRONETICS". Le temps de vol est codé par deux circuits différents, l'un branché directement sur le convertisseur, l'autre utilisant la sortie d'un analyseur multi-canaux.

Toutes ces informations sont enregistrées d'une part sur bandes perforées, et d'autre part, elles sont transmises au système optique et photographiées par l'objectif.

C – CONSIDERATIONS SUR LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET CHOIX DES PARAMETRES EXPERIMENTAUX

Notre objectif a été de collecter rapidement le maximum de mésons η .

Les mésons η peuvent être produits par l'intermédiaire de nombreuses réactions :

$$\pi^+ + D \longrightarrow p + p + \eta$$
$$K^- + p \longrightarrow \Lambda^\circ + \eta$$
$$\pi^\pm + p \longrightarrow p + \pi^\pm + \eta$$
$$\bar{p} + p \longrightarrow \pi^+ + \pi^- + \eta$$
$$\pi^- + p \longrightarrow n + \eta$$

Pour une étude détaillée des désintégrations chargées du méson η , il est indispensable de mesurer tous les paramètres du η , ainsi que ceux de ses produits de désintégration.

Le nombre de particules à détecter doit rester petit et les sections efficaces doivent être appréciables.

La réaction $\pi^- + p \rightarrow n + \eta$ a des caractéristiques particulièrement favorables.

C'est une réaction à deux corps.

Les pions négatifs s'obtiennent facilement et abondamment dans les faisceaux existants.

Le bruit de fond constitué par la production de 3 π est particulièrement faible.

Il nous suffit de détecter les deux pions chargés provenant de la désintégration, ceci pouvait se faire avec l'appareillage existant. La principale difficulté était la mise au point du système de détection pour les neutrons.

2. Cinématique de la réaction au voisinage du seuil

La figure 8 montre la représentation de la distribution en impulsion du neutron dans le laboratoire, pour des pions incidents de 713 MeV/c.

L'extrémité du vecteur représentant l'impulsion se trouve sur un ellipsoïde de révolution dont le centre est situé à une distance de l'origine égale à $\eta \bar{E}$, le grand et le petit axes étant respectivement $\delta\ \bar{p}$ et $\bar{p}$. $\bar{E}$ et $\bar{p}$ sont l'énergie totale et l'impulsion du neutron dans le centre de masse, η et δ étant les paramètres usuels qui définissent la transformation de Lorentz reliant le laboratoire au centre de masse.

Pour une réaction au voisinage du seuil, cet ellipsoïde devient très petit, tous les neutrons sont alors émis très vers l'avant dans le laboratoire, donc avec un système de détecteurs couvrant un faible angle solide, on peut détecter une fraction importante des événements, ceci n'est intéressant que si la section efficace reste appréciable si près du seuil.

D'autre part, il est facile de voir sur la figure 8 que cet effet devient encore plus favorable quand on place les détecteurs près de l'angle maximal dans le laboratoire.

Ceci donne une bonne efficacité de détection tout en gardant une très bonne résolution angulaire.

Ce phénomène est bien connu des physiciens qui mesurent des spectres de masses manquantes.

La figure 9 montre la variation de $\frac{d\Omega^*}{d\Omega}$; rapport de l'angle solide dans le centre de masse à l'angle solide correspondant dans le laboratoire, ce rapport atteint son maximum à l'angle limite.

3. Choix de l'impulsion incidente

L'angle maximal du neutron dans le laboratoire varie très rapidement avec l'impulsion incidente.

Ce choix conditionne la géométrie et la disposition des compteurs à neutrons, qui sont soumis à certaines exigences souvent contradictoires.

La définition angulaire doit être bonne, tout en gardant un grand angle solide total.

Le nombre de compteurs, ainsi que le rayon de la couronne, doivent rester raisonnables.

La distance des compteurs à la cible doit être grande pour sortir du champ de fuite et pour avoir une bonne base pour le temps de vol.

Nous avons choisi 713 MeV/c pour l'impulsion incidente, $\pm$ 1° pour l'ouverture des compteurs, une distance de 3,9 m à partir de la cible, ce qui donne un diamètre de 1,8 m pour la couronne, l'angle limite étant de 13° 2.

Il est à noter qu'à cette énergie la section efficace n'est que la moitié de la section efficace maximale, fig. 7.

4. Acceptance pour les neutrons

Avec les paramètres choisis, l'angle solide couvert par les 14 compteurs est de

$1,1 \times 10^{-3}$ stéradian dans le laboratoire, cependant 8,5 % des neutrons passent par les compteurs. (Ce calcul tient compte de la dispersion du faisceau en impulsion et en angle, ainsi que de la position du sommet de la réaction dans la cible).

5. Détection et acceptance des pions de désintégration

Dans la réaction $\pi^- + p \longrightarrow n + \eta$ $\nearrow \pi^+ \pi^- \pi^\circ$ $\searrow \pi^+ \pi^- \gamma$

il se trouve qu'à 713 MeV/c les mésons η sont aussi émis vers l'avant, l'angle limite étant de 24° dans le laboratoire. Pour avoir le maximum d'efficacité sur la détection des pions, la cible a été rapprochée le plus près possible de la chambre à étincelles (6 cm entre la fin de la cible et la première plaque).

Dans cette disposition, 16 % des mésons η associés à des neutrons passant par les compteurs, se désintègrent en 2 pions chargés qui sortent par la fenêtre de mylar et donnent dans les chambres des traces suffisamment longues pour que leurs courbures soient mesurées avec précision.

6. Système de déclenchement

La section efficace totale des pions négatifs sur l'hydrogène est de 45 mb. La section efficace de la réaction que nous voulons isoler est d'environ 500 µb pour les désintégrations chargées du méson η.

Nous avons vu que l'efficacité géométrique pour les neutrons est de 8,5 % et celle pour les pions chargés de 16 %, ce qui donne une efficacité géométrique totale de 1,4 %.

Cette efficacité tombe à 0,27 % car les compteurs ne détectent que 20 % des neutrons.

Il est donc indispensable d'avoir un système de déclenchement de prises de vues très sélectif, afin d'éliminer au maximum le très grand nombre de réactions parasites qui se produisent dans la cible.

Les conditions suivantes ont été exigées :

a) une bonne particule incidente :

S_1 et S_2 en coïncidence, A_1 en anti-coïncidence.

b) une particule ayant interagi dans la cible :

A_3^+ en anti-coïncidence.

c) pas de particules chargées sur les côtés de la cible ni vers l'arrière : R et A_1 en anti-coïncidence.

d) au moins une particule chargée vers l'avant :

F en coïncidence (le faisceau passe par le trou)

e) pas de particules chargées, venant de la cible, dans les compteurs à neutrons. B en anti-coïncidence.

f) un compteur à neutrons ayant donné un signal N_i en coïncidence.

g) de plus, l'impulsion due au neutron doit se trouver dans un intervalle de 15 ns convenablement retardée par rapport au compteur S_1.

Le déclenchement est donc opéré par la combinaison $S_1\ S_2\ \bar{A}_1\ \bar{R}\ F\ \bar{A}_3\ \bar{B}\ N_i$ avec une porte sur N_i .

Ceci nous donne environ un déclenchement pour 3 cycles d'accélérateur.

7. Spectre de temps de vol du neutron

La figure 10 montre la corrélation angle-impulsion du neutron pour 713 MeV/c.

A un angle donné dans le laboratoire correspondent deux impulsions du neutron, mais comme nous sommes à l'angle limite, ces deux impulsions sont voisines, c'est la dispersion du faisceau incident, ainsi que l'ouverture angulaire des compteurs qui donne un spectre continu pour l'impulsion du neutron.

La figure 11 montre les spectres en temps de vol obtenus pour différentes valeurs de l'impulsion incidente.

A basse énergie, le spectre est uniquement constitué par du bruit de fond ou des réactions parasites, l'angle limite pour les neutrons associés à des η étant trop petit pour être détecté.

A 713 MeV/c les neutrons détectés sont à leur angle maximal, un large pic apparaît.

A 725 MeV/c le pic se dédouble en deux autres pics plus étroits.

Ce comportement a très bien été reproduit par des calculs de Monte-Carlo. La porte de 15 ns exigée pour le déclenchement entoure le pic à 713 MeV/c.

REMARQUE :

La variation du spectre en temps de vol en fonction de l'énergie constitue la principale preuve que nous analysons bien la réaction $\pi^- + p \rightarrow n + \eta$ et non la réaction $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^- + \pi^\circ$ où la masse des 3 π est celle d'un η .

Nous verrons plus loin une évaluation de cette contamination.

8. Fortuites dans les compteurs à neutrons

Il est clair que la condition la plus restrictive pour le déclenchement est donnée par la porte sur l'impulsion du neutron.

Il est important que pendant l'ouverture de cette porte, le bruit de fond ne soit pas trop grand, les 14 compteurs à neutrons présentant une surface latérale très importante.

Pour réduire le bruit de fond, seules sont acceptées les impulsions d'une certaine hauteur, celles qui, atténuées par 12 db passent le discriminateur d'entrée de la mémoire. Une mesure du bruit de fond résiduel est obtenue en décalant la porte de 100 ns, le nombre de déclenchements diminue d'un facteur 50.

Cependant, les déclenchements parasites sont nettement plus nombreux ; ceci nous amène à penser qu'une grande partie du bruit de fond est correlée aux réactions et est constituée essentiellement par des particules secondaires ou tertiaires, émises par les réinteractions des particules dans la matière ambiante.

CHAPITRE II

METHODE DE DEPOUILLEMENT ET D'ANALYSE

Trois cent mille clichés ont été pris pendant cinq semaines d'expériences.

La photo 12 montre une topologie typique, 2 traces de courbures opposées et qui convergent en dehors de la chambre.

Dans un cas sur trois, il existe en même temps une trace parasite due à une particule du faisceau n'ayant pas interagi, et qui traverse la chambre pendant le temps de sensibilité, soit avant, soit après le bon événement.

On voit nettement les marques de références qui servent à la reconstruction géométrique.

En bas de la photo, on distingue en dehors du numéro en chiffres arabes, une série de néons qui codent les informations suivantes :

le numéro de la photo
le numéro du film
le signe du champ magnétique
le numéro du compteur à neutrons
la hauteur de l'impulsion
le temps de vol codé de deux manières.

Le bloc-diagramme (fig. 13) résume l'ensemble de la procédure d'analyse.

A - SELECTION DES EVENEMENTS

Les clichés sont inspectés sur des tables de projection et seuls les événements avec une bonne topologie sont retenus.

Les conditions de sélection furent :

- au moins deux traces de courbures opposées.
- chacune des traces doit traverser le 8ème intervalle de la 1ère unité de chambre à étincelles, c'est-à-dire doit avoir une étincelle au 8ème intervalle ou au-delà.
- les traces ne doivent pas présenter de coude avant le 8ème intervalle.

Un certain nombre d'informations furent aussi relevées afin de faciliter la mesure :

- la présence d'une ou plusieurs traces parasites.
- l'âge de ces traces est estimé par le décalage latéral des étincelles successives.

Ces informations, ainsi que le numéro de la photo sont mis sur bande magnétique par l'intermédiaire de cartes perforées. 40.000 clichés furent ainsi sélectionnés. Les rejets sont constitués essentiellement de photos avec des traces trop courtes, avec une seule trace, ou à toute autre cause de déclenchement due soit à des coïncidences accidentelles, soit à des réactions compliquées.

B - MESURE AUTOMATIQUE

Le H P D 1 du C E R N couplé à la calculatrice C D C 6 600 fut utilisé pour la mesure automatique des clichés (réf. 4). Cet appareil, simple quant à son principe, devient très complexe dans sa réalisation et son fonctionnement.

Un faisceau lumineux focalisé sur le cliché et dont la position est digitisée, balaye la photo dans le sens transversal.

Un photo-multiplicateur placé derrière le film détecte les variations de flux lumineux quand le faisceau rencontre des points impressionnés sur le cliché.

La photographie se déplace sur un chariot animé d'un mouvement uniforme, la digitisation de la position du chariot donne la coordonnée dans le sens longitudinal.

La suite des opérations est :

- recherche de la bonne photo demandée par le calculateur et lue sur la bande magnétique précédemment constituée.
- lecture et décodage des informations sur la photo.
- recherche des deux premières marques de référence.
- balayage systématique de toute la photo.

Les coordonnées de tous les points détectés sont mises en mémoires, l'unité H P D correspondait à 1,6 μ sur le film dans le sens transversal, et à 2,56 μ dans le sens longitudinal. Le nombre moyen de digitisations varie avec la qualité de la photographie.

Le seuil de détection est continuellement ajusté de façon à maintenir à environ 7 000 le nombre de points repérés sur un cliché.

La vitesse de mesure est d'environ 120 événements par heure en fonctionnement normal.

Tous les points digitisés sont repris par un programme qui essaye de reconstituer les marques fiducielles.

Pour chaque intervalle des chambres à étincelles, les points sont associés en étincelles par des critères d'alignement.

Un autre programme reprend alors les coordonnées des étincelles et essaye de les associer en traces par des critères de continuité. Il recherche aussi les traces parasites si elles ont été signalées.

Toutes ces coordonnées, ainsi que les informations sur le neutron sont mises sur bandes magnétiques.

Un certain nombre d'événements sont rejetés et ne pouvaient être mesurés automatiquement.

Les principales causes de rejet furent :

- mauvaise qualité de la photo
- défaut dans les informations codées
- moins de trois marques fiducielles repérées sur une des vues
- moins de 4 étincelles trouvées pour une trace
- une seule trace reconstituée sur une des vues.

Le nombre total des rejets s'élevait à 5 %.

Une bonne partie de ces rejets est aussi due à des erreurs de sélection visuelle, à la présence d'un léger coude sur une trace (interaction ou désintégration).

Une grande difficulté était due au fait qu'une trace inclinée peut produire plusieurs étincelles dans le même intervalle. Quand ces étincelles étaient très rapprochées, la moyenne a été prise, mais lorsqu'elles étaient assez éloignées les unes des autres, celà a pu donner lieu à des erreurs de trajectoire ou à des rejets d'étincelles.

REMARQUE :

La présélection des événements par inspection visuelle n'est pas indispensable, l'appareil et les programmes sont suffisamment puissants pour rejeter toutes les topologies non intéressantes, mais cette opération a fait gagner un temps de mesure considérable.

C - RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE : T H R E S H

Le programme THRESH (réf. 5) a été utilisé pour reconstruire les traces dans l'espace à partir des coordonnées des étincelles sur les clichés.

C'est le programme qui est utilisé couramment pour les chambres à bulles.

Le trièdre de référence adopté est explicité sur la figure 14. Les coordonnées des marques de références sont connues dans l'espace. La position relative des traces par rapport aux marques sur les deux vues, permet de déterminer les angles et les courbures de chacune des traces. Une hélice est ajustée par moindres carrés sur les étincelles mesurées.

Quelques modifications ont été nécessaires pour adapter ce programme à cette expérience.

1) Par suite de la présence des prismes, il n'y a plus de projection conique, des calculs complémentaires tiennent compte des déviations des lignes de reconstruction introduites par ces prismes.

2) Le sommet de l'événement n'étant pas visible, un sous-programme calcule la position du point d'intersection en extrapolant les hélices jusqu'à la cible.

Les coordonnées Y_1 Z_1 et Y_2 Z_2 des deux hélices sont calculées pour différentes valeurs de X.

La quantité $\Delta = 10\,(Y_1-Y_2)^2 + (Z_1-Z_2)^2$ a été minimisée en faisant varier X (le coefficient 10 tient compte de la différence de précision en Y et Z).

Les coordonnées obtenues pour Δ minimal permettent de fixer la position du sommet par les relations suivantes :

$$Xap = Xo$$

$$Yap = \frac{Yo_1 + Yo_2}{2}$$

$$Zap = \frac{Zo_1 + Zo_2}{2}$$

Cette procédure permet de contrôler la convergence de deux traces dans l'espace et de localiser le point de convergence par rapport à la cible.

3) Corrections sur les étincelles :

La mesure d'une étincelle doit permettre de déterminer un point de la trajectoire de la particule.

Or, l'étincelle n'est amorcée qu'environ 0,4 μs après le passage de la particule.

Pendant ce délai, les électrons libérés dans le gaz se déplacent sous l'effet du champ électrique et magnétique permanent.

Le champ électrique déplace les électrons perpendiculairement aux plaques. Ceci ne donne aucun effet si la trace est, elle aussi, normale aux plaques, mais, pour les trajectoires inclinées, il est facile de voir qu'un déplacement latéral de l'étincelle est créé (fig. 15).

Un déplacement ΔX du centre de gravité des électrons engendre un déplacement $\Delta Y = \Delta X \text{ tg } \theta$, θ étant l'angle de la trace avec la normale aux plaques.

D'autre part, la présence du champ magnétique crée une composante suivant la direction $\vec{E} \wedge \vec{H}$.

Ce déplacement est indépendant de l'angle d'inclinaison mais change de signe avec la parité de l'intervalle, le champ électrique de nettoyage étant alterné.

Ce phénomène, appelé "STAGGERING" se voit nettement sur la photo n° 12.

Afin de tenir compte de ces deux effets, la déviation des étincelles par rapport à la trajectoire moyenne a été étudiée en fonction de l'angle d'inclinaison de la trace.

Les corrections appliquées sont de 0,075 mm en X et 0,085 mm en Y dans l'espace.

4) Corrections optiques

Afin d'évaluer les éventuelles distortions introduites par le système optique, une trame a été photographiée et mesurée en X et en Y pour différentes valeurs de Z.

Les distortions ont été développées en polynômes du 2ème ordre et introduites dans le THRESH.

Ceci donne des corrections de 4 mr au maximum sur l'angle de plongée, l'effet est négligeable pour les courbures et l'angle azimutal.

Le programme THRESH rejette lui aussi un certain nombre d'événements par suite de la difficulté de convergence dans l'ajustement des hélices sur les étincelles, ou parce que le nombre d'étincelles retenues est trop petit.

Le nombre total de rejets est de l'ordre de 4 %.

D - PROGRAMME DE CINEMATIQUE K I N E T A

Ecrit spécialement pour cette expérience, ce programme a les fonctions suivantes :

1) Il calcule les impulsions des particules chargées à l'aide des courbures et du champ magnétique.

Le champ magnétique est interpolé sur la carte de champ et la valeur moyenne sur

la longueur des traces est prise. Une correction pour les pertes d'énergie est aussi faite.

2) Il introduit les données sur le faisceau incident, l'impulsion et la direction moyenne de la particule incidente est modifiée, compte tenu de la position du sommet de l'interaction dans la cible.

L'angle azimutal incident varie à cause de la courbure due au champ magnétique.

3) A l'aide des informations sur le neutron transmises par l'électronique et la chaîne des programmes, il détermine la direction et l'impulsion du neutron.

Un grand soin a été apporté pour la détermination de l'impulsion à partir du temps de vol.

Les délais pour les 14 compteurs à neutrons ont été ajustés en utilisant deux petites lampes à néon qui donnaient des impulsions rapides.

La calibration globale a été effectuée en prenant des pions incidents à énergie plus élevée.

Le spectre des neutrons associés aux η présente alors un pic très étroit (2 ns), l'impulsion des neutrons étant bien connue, on peut calibrer l'ensemble des compteurs et éliminer ainsi tous les effets dus aux délais dans les connexions et aux positions relatives des compteurs par rapport à S_1 et à la cible.

Une deuxième calibration a été faite tout au long de l'expérience. Après chaque film des couples d'impulsions séparés par différents délais ont été envoyés dans le circuit, les délais connus ont été mesurés par le convertisseur temps-amplitude, ceci permet de trouver la correspondance entre les unités sortant des codeurs et le temps de vol, ainsi on peut tenir compte des fluctuations de l'électronique en cours d'expérience.

Pour des neutrons monochromatiques, le temps de vol mesuré est légèrement fonction de la hauteur de l'impulsion sortant des compteurs à neutrons.

La loi de variation a été déterminée expérimentalement avec la haute énergie et la correction est introduite dans le programme.

Nous rappelons que la hauteur de l'impulsion a été mesurée et sa valeur est transmise par la photo et les programmes. Avec toutes ces précautions et ces corrections, nous pensons avoir atteint une résolution de l'ordre de 0,5 ns sur le temps de vol, ce qui correspond à une précision de 5 à 10 MeV/c pour l'impulsion du neutron.

4) A l'aide des paramètres déterminés précédemment, ce programme calcule aussi toutes les quantités nécessaires à l'analyse physique.

Les différents invariants relativistes (masses manquantes, masses équivalentes) de la plupart des combinaisons de particules sont calculées en faisant pour chaque complexe les différentes hypothèses de masses physiquement possibles.

5) Toutes les quantités sortant du THRESH et celles calculées par ce programme sont mises sur bandes magnétiques format D S T, susceptibles d'entrer dans le programme S U M X.

E - PROGRAMME D'AJUSTEMENT CINEMATIQUE E T A F I T

La réaction qui nous intéresse :

$$\pi^- + p \rightarrow n + \eta \begin{cases} \nearrow \pi^+ \pi^- \pi^\circ \\ \searrow \pi^+ \pi^- \gamma \end{cases}$$

est une réaction où il y a finalement 4 particules produites. Le neutron et les deux pions chargés sont entièrement déterminés par la mesure, cependant la particule neutre n'est pas détectée.

La conservation du quadrivecteur impulsion-énergie donne 4 relations entre les paramètres.

Une particule de masse donnée est déterminée par 3 quantités dans le laboratoire. La réaction est donc surdéterminée, il y a une équation de plus que d'inconnues.

D'autre part, l'hypothèse que les deux pions chargés et la particule neutre proviennent de la désintégration d'un méson η donne une relation supplémentaire entre les quantités mesurées. Il existe donc deux contraintes qui permettent un ajustement des paramètres.

Le programme ETAFIT a été écrit dans ce but ; spécialement conçu pour cette expérience, ce programme traite d'une manière réaliste tout ce qui se rapporte au neutron, dans tout autre programme ce problème n'est pas prévu.

La principale difficulté provient de ce que le neutron est mesuré d'une manière totalement différente des traces habituelles. Les erreurs sur les angles ne sont pas gaussiennes, tous les éléments de surface du compteur étant équiprobables.

La procédure d'ajustement est la suivante :

Des erreurs externes sont estimées pour les paramètres de la trace incidente et des deux traces chargées ainsi que pour le temps de vol.

On oublie la direction du neutron et avec les dix paramètres restants et les deux corrélations, on détermine complètement le neutron (à 1 ambiguité près).

En général, à cause des erreurs de mesures, le neutron reconstitué ne traverse pas le compteur correspondant. On perturbe alors les paramètres jusqu'à ce que la direction du neutron passe par le bon compteur.

Les variations des paramètres sont calculées d'après la méthode du multiplicateur de Lagrange, les perturbations données à chacune des variables étant fonction de son erreur et de la dérivée partielle de la direction du neutron par rapport à cette variable.

Cette perturbation est telle que l'angle varie d'une quantité $d\theta$, les variations pour chacun des paramètres étant telles que le χ^2 soit le plus petit possible.

La solution finale est celle où le neutron tombe dans le bon compteur et où le χ^2 est minimal.

Ceci nécessite en général 2 ou 3 itérations pour les événements courants.

Cet ajustement a été effectué en attribuant à la particule neutre chacune des deux hypothèses de masses.

F - LE PROGRAMME S U M X

C'est un programme bien connu et utilisé couramment pour l'analyse des événements (réf. 5).

Il permet avec beaucoup de souplesse et de facilités d'histogrammer, d'idéogrammer ou de diagrammer à deux dimensions, toutes les quantités inscrites sur la D S T.

CHAPITRE III

SEPARATION DES HYPOTHESES

Environ 31 000 événements ont été mesurés à l'énergie nominale (713 MeV/c), ces événements satisfont les deux conditions suivantes :

1) Un et un seul compteur à neutrons a donné le signal

2) le temps de vol corrigé est compris entre 27,5 et 35,5 nanosecondes.

Cette dernière coupure est plus restrictive et plus précise que celle effectuée par l'électronique.

Après les rejets H P D et THRESH, il reste environ 28 000 événements.

A - PURIFICATION

La réaction a lieu dans la cible d'hydrogène, or les particules chargées ne commencent à être détectées qu'après un parcours de 8 à 20 cm. Pendant ce trajet, les pions peuvent se désintégrer ou réinteragir dans l'hydrogène, le mylar, l'air, le compteur F. D'autre part, l'interaction primaire peut aussi avoir eu lieu sur les noyaux qui constituent la matière environnant la cible. Les deux traces chargées peuvent aussi ne pas provenir du même événement.

Pour éliminer ce fond et ne garder que des bons événements, il est essentiel de contrôler que les deux traces chargées convergent, et que le point de convergence se trouve dans l'hydrogène de la cible.

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que le THRESH minimisait la quantité suivante :

$$\Delta = 10\,(Y_1 - Y_2)^2 + (Z_1 - Z_2)^2$$

il détermine ainsi la position du point de convergence.

La figure 16 montre la distribution de $\frac{|Z_1 - Z_2|}{2}$ et la figure 17 celle de $\frac{|Y_1 - Y_2|}{2}$ au point où le sommet a été fixé, c'est-à-dire au point où Δ est minimal.

Les deux distributions donnent une idée de la convergence des deux traces dans l'espace.

La coupure suivante a été effectuée :

$$\frac{|Z_1 - Z_2|}{2} < 0,75 \text{ cm.}$$

La figure 18 montre la distribution de la coordonnée X du sommet pour les événements qui passent le critère de convergence. Il est à remarquer que la cible n'a pas une efficacité uniforme, les événements se produisant près de la chambre ont plus de chances d'être détectés par l'appareillage.

Nous avons coupé sur les 12 cm correspondant à la position de la cible dans l'espace.

La figure 19 montre la distribution de la coordonnée Z du sommet et la figure 20 celle de Y pour les 2 signes du champ magnétique.

On voit que pour Y il existe un décalage de 3 à 4 mm entre les valeurs centrales des deux distributions, le champ magnétique de l'aimant n'est pas complètement compensé par les aimants correcteurs.

La coupure appliquée sur Z et Y est constituée par un cercle de 2 cm de rayon centré sur les valeurs moyennes de Y et Z pour chaque signe du champ magnétique.

Après ces différentes coupures sur la convergence et la position du sommet, il reste 21 005 événements.

Nous rediscuterons plus loin de la nature et de l'influence des rejets.

B - REACTIONS DETECTEES

Tous les événements retenus ne sont pas des réactions de production de méson η. Plusieurs autres réactions contaminent notre lot d'événements. Elles peuvent se diviser en deux grandes catégories, celle où le neutron détecté est directement correlé à l'événement, et celle où l'impulsion sortant des compteurs est produite par le bruit de fond incorrelé, ou par des particules secondaires ou tertiaires émises par les réinteractions des particules.

1. Evénements avec un bon neutron :

Les réactions possibles et leurs sections efficaces sont :

$$\pi^- + p \longrightarrow n + \eta \begin{cases} \nearrow \pi^+ \pi^- \pi^\circ \\ \searrow \pi^+ \pi^- \gamma \end{cases} \qquad \sigma \simeq 0{,}5 \text{ mb}$$

$$\longrightarrow n + \pi^+ + \pi^- \qquad \sigma \simeq 7 \text{ mb}$$

$$\longrightarrow n + \pi^+ + \pi^- + \pi^\circ \qquad \sigma \simeq 100 \ \mu\text{b}$$

$$\longrightarrow n + e^+ + e^- + \text{neutres} \qquad \sigma \simeq 200 \ \mu\text{b}$$

2. Evénements avec un neutron fortuit :

Les quatre réactions précédentes sont encore possibles, mais il faut ajouter deux nouvelles hypothèses :

$$\pi^- + p \longrightarrow \pi^- + p \qquad \sigma \simeq 10 \text{ mb}$$

$$\longrightarrow \pi^- + p + \pi^\circ \qquad \sigma \simeq 5 \text{ mb}$$

C - EFFICACITE DE DETECTION

L'angle et la bande d'impulsion acceptés pour le neutron sont tels que la masse associée au neutron, avec l'hypothèse que celui-ci provienne du sommet soit $548,7 \pm 4$ MeV/c^2. La masse associée ou masse manquante au neutron est définie de la manière usuelle :

$$(E_i + M_p - E_n)^2 - (\vec{P_i} - \vec{P_n})^2 = MM^2$$

E_i , $\vec{P_i}$ et E_n , $\vec{P_n}$ étant les énergies totales et les impulsions du pion incident et du neutron, M_p étant la masse du proton. La dispersion de cette masse est due à toutes les distributions des paramètres expérimentaux :

angle et bande d'impulsion du neutron, dispersion du faisceau incident.

Cette condition est imposée par le dispositif expérimental et par le déclenchement du système, en vue d'enrichir les événements en réactions de production de méson η .

Par contre, pour la suite de l'analyse, cette condition étant toujours remplie, la séparation des différentes hypothèses et l'évaluation du bruit de fond deviennent plus délicates.

Pour ce qui concerne la détection des traces chargées, il est évident que toutes les configurations ne sont pas détectables, seuls deviennent mesurables les événements où les deux traces vont vers l'avant et où l'angle d'ouverture reste petit.

L'efficacité de détection est fonction de la masse équivalente des deux pions. La courbe obtenue par un calcul de Monte-Carlo est montrée sur la fig. 21.

Très efficace pour les faibles masses, l'appareillage ne détecte qu'un faible pourcentage des masses élevées. Cet effet perturbe l'uniformité de détection pour les mésons η , mais il diminue, comme nous allons le voir, le nombre d'événements parasites par un facteur très important.

D - MISE EN EVIDENCE DES DIFFERENTES REACTIONS

Dans une première analyse, avec des considérations très simples, et sans ajustement cinématique, nous allons mettre en évidence la présence des différentes réactions.

Pour ne pas être obligés de distinguer les vrais neutrons des fortuits, nous allons d'abord étudier les quantités déduites des paramètres des traces chargées.

1. Réaction $\pi^- + p \longrightarrow \pi^- + p$

Cette réaction élastique, associée uniquement à des neutrons fortuits est très spécifique et s'isole facilement.

La conservation de l'impulsion et de l'énergie dans la collision impose plusieurs contraintes entre les paramètres mesurés.

Il s'avère que la distribution qui isole le mieux cette réaction est celle de la fig. 22, le spectre de la masse équivalente du système $p\,\pi^-$ montre un net pic à 1,505 GeV/c qui est l'énergie totale dans le centre de masse. (Cette quantité est obtenue en affectant la masse d'un proton à la particule positive).

2. Réaction $\pi^- + p \longrightarrow e^+ + e^- + n + (\text{neutres})$

Cette réaction se caractérise par une faible masse équivalente pour les deux électrons. En effet, dans l'hypothèse fort justifiée où les électrons sont essentiellement constitués de paires de Dalitz provenant des désintégrations de π° ou de η

$$\pi^\circ \longrightarrow \gamma + e^+ + e^- \quad \text{et} \quad \eta \longrightarrow \gamma + e^+ + e^- \ ,$$

il est bien connu que la masse équivalente des deux électrons est fortement piquée vers les petites masses, environ 85 % des paires provenant des π° et 70 % provenant des η ont une masse plus petite que 0,03 GeV/c^2.

Cette masse reste encore très faible dans les quelques cas où les électrons détectés proviennent de la conversion externe d'un gamma.

La fig. 23 montre le début de la distribution de la masse équivalente des deux traces chargées en supposant que les deux particules sont des électrons.

3. Réaction $\pi^- + p \longrightarrow n + \pi^+ + \pi^-$

Nous définissons deux variables M_n et M_o qui nous serviront continuellement dans la suite de cet exposé :

M_n est la masse associée aux deux particules chargées, celles-ci étant supposées être des pions.

M_o est la masse manquante aux deux pions et au neutron.

$\pi^- + p \longrightarrow \pi^+ + \pi^- + (\text{neutres})$ $\qquad M_n$ = masse des neutres

$\pi^- + p \longrightarrow \pi^+ + \pi^- + n + (\text{neutres})$ $\qquad M_o$ = masse des neutres

La fig. 24 montre la distribution de M_n^2 pour tous nos événements. Le pic à la masse du neutron est l'évidence pour la réaction $\pi^- + p \longrightarrow \pi^+ + \pi^- + n$.

Ce pic contient les événements avec un bon neutron et aussi ceux avec un neutron fortuit.

La fig. 25 présente la distribution de M_o^2 pour $M_n^2 < 0,98\ (GeV/c^2)^2$.

Ce pic au voisinage de 0 contient les événements de la réaction cherchée, avec un bon neutron ; ceux qui ont un neutron fortuit se distribuent n'importe où. La différence entre le nombre d'événements dans ce pic et le nombre d'événements dans le pic précédent nous permet d'évaluer la quantité de neutrons fortuits.

4. Réaction $\pi^- + p \longrightarrow p + \pi^- + \pi^\circ$

Cette réaction peut uniquement avoir lieu avec un neutron fortuit. Sur la figure 26 nous avons tracé la distribution de la masse manquante aux deux traces chargées, la positive étant supposée être un proton. Cet histogramme comprend uniquement les événements avec $M_n^2 < 0,78$, les élastiques ont aussi été enlevés par une coupure sur M ($p\ \pi^-$).

Le pic à la masse du π° indique que pratiquement tous les événements avec $M_n^2 < 0,78$ et qui ne sont pas des élastiques sont compatibles avec la réaction $\pi^- + p \longrightarrow p + \pi^- + \pi^\circ$

5. Réaction $\pi^- + p \longrightarrow n + \eta \begin{cases} \nearrow \pi^+ + \pi^- + \pi^\circ \\ \searrow \pi^+ + \pi^- + \gamma \end{cases}$

La fig. 27 montre la distribution en M_o^2 pour les événements où $M_n^2 > 0,98$. Deux pics apparaissent l'un pour $M_o = 0$ et l'autre pour $M_o = 0,135$ MeV/c^2.

La présence de ces deux pics n'est pas l'évidence de la production de mésons η , mais implique l'existence massive dans notre lot d'événements des réactions suivantes :

$$\pi^- + p \longrightarrow n + \pi^+ + \pi^- + \pi^\circ$$
$$\longrightarrow n + \pi^+ + \pi^- + \gamma$$

E - CONSISTANCE ENTRE LES DIFFERENTES REACTIONS

Il ressort de cette première analyse que la plupart des hypothèses peuvent s'isoler en coupant sur les bons paramètres. Ceci peut se faire sans ajustement en manipulant uniquement les quantités mesurées.

La netteté et la largeur des deux pics en M_o de la fig. 27 montrent à priori que nous avons un lot assez propre d'événements intéressants.

Le paramètre le plus important et qui sépare le mieux les hypothèses est la quantité M_n, fig. 24.

On voit nettement trois accumulations dans cette distribution, la première contient tous les élastiques et une grande fraction de la réaction $\pi^- + p \longrightarrow p + \pi^- + \pi^\circ$; le pic à la masse du neutron est donné par l'hypothèse $\pi^- + p \longrightarrow n + \pi^+ + \pi^-$, avec ou sans bon neutron, la grande accumulation à la fin de la distribution est constituée par la production de π° et de γ .

Nous avons essayé de classer nos 21 000 événements dans les différentes hypothèses, à l'aide des histogrammes précédents.

$\pi^- + p \longrightarrow \pi^- + p$	2 900 événements
$\longrightarrow \pi^- + p + \pi^\circ$	2 200
$\longrightarrow \pi^- + \pi^+ + n$ (bon)	700
$\longrightarrow \pi^- + \pi^+ + n$ (fortuit)	1 600
$\longrightarrow e^+ + e^- +$ (neutres)	300
$\longrightarrow n + \pi^+ + \pi^- + \begin{matrix}\pi^\circ \\ \gamma\end{matrix}$	13 300

Par suite de la sélectivité de l'appareillage, ces nombres ne réflètent pas directement la valeur des sections efficaces. Il est à remarquer que la réaction parasite gênante $\pi^- + p \longrightarrow n + \pi^- + \pi^-$ avec un bon neutron est détectée très faiblement bien que la section efficace soit 20 fois plus forte que celle de la production de méson η .

Ceci s'explique, car pour les événements de cette réaction, avec un vrai neutron, la masse équivalente des deux pions doit être $548,7 \pm 4$ MeV/c, ceci correspond à 1,8 % de l'espace de phase. D'autre part, nous avons vu que l'efficacité de détection pour les chargées devient très petite quand leur masse équivalente est grande (2,2 % pour une masse de 548 MeV/c^2).

De plus, les compteurs à neutrons couvrent 8,5 % de l'angle solide total et ne détectent qu'un neutron sur 5.

Tous ces effets justifient le fait que, pour cette réaction, nous avons moins de vrais neutrons que de neutrons fortuits. Pour cette réaction produite avec des fortuites, la direction et l'impulsion du neutron ne sont plus déterminées, l'appareillage n'est plus sélectif ; d'autre part, la masse équivalente des deux pions décrit tout l'espace de phase, et de ce fait traverse les régions où l'efficacité sur les chargées est bonne. Calculée par la méthode de Monte-Carlo, l'efficacité de détection des chargées pour les événements fortuits est de 15,3 %.

La comparaison des deux réactions permet de donner un ordre de grandeur du taux de fortuites, connaissant toutes les efficacités.

Un événement fortuit est détecté pour 10^4 événements de cette hypothèse, produits dans la cible.

D'autres tests de consistance peuvent être faits.

Le rapport des nombres d'événements divisés par l'efficacité de chaque réaction doit être compatible avec le rapport des sections efficaces.

Aucune anomalie n'a été relevée.

F - BASSE ENERGIE

Une série de clichés a été prise avec des pions incidents de 685 MeV/c. A cette énergie qui est pratiquement le seuil de production du méson η nous ne détectons plus de neutrons associés à des mésons η . Cependant, toutes les réactions parasites doivent rester présentes. Ceci est une mesure directe et globale du bruit de fond. L'expérience correspond à environ 1/10 de l'expérience à l'énergie nominale, en prenant comme référence le nombre de particules du faisceau qui ont traversé la cible.

Les événements ont été mesurés et traités de la même manière que ceux de la grande expérience.

En séparant les hypothèses comme précédemment, nous obtenons :

$\pi^- + p \longrightarrow$	$\pi^- + p$	250 événements
$\longrightarrow$	$\pi^- + p + \pi^\circ$	220
$\longrightarrow$	$\pi^- + \pi^+ + n$ (bon)	75
$\longrightarrow$	$\pi^- + \pi^+ + n$ (fortuit)	130
$\longrightarrow$	$e^+ + e^- +$ (neutres)	4
$\longrightarrow$	$n + \pi^+ + \pi^- + \begin{matrix}\pi^\circ \\ \gamma\end{matrix}$	20

Si on compare ces résultats à ceux obtenus à l'énergie nominale, on remarque que les 4 premières réactions sont approximativement produites avec la même probabilité tandis que la production de paires d'électrons et surtout la production de π° et γ ont pratiquement disparu.

La fig. 28 montre la distribution de M_n^2, le pic de la fig. 24 n'existe plus.

Cette variation brutale en traversant le seuil de production du méson η , ainsi que les spectres de temp de vol déjà examinés, permettent d'attribuer la production de π° et de γ aux désintégrations de mésons η . Le nombre d'événements obtenus, comparé à ceux des autres

G - LES MESONS η

Les événements de production de mésons η se caractérisent par une masse de M_n grande, plus forte que la masse du neutron pour la désintégration en $\pi^+ \pi^- \gamma$ et plus grande que la masse d'un neutron et d'un π° pour la désintégration en $\pi^+ \pi^- \pi^\circ$.

La fig. 24 que nous avons déjà discutée montre la distribution de M_n^2 pour les 21 000 événements, la fig. 29 montre la même distribution avec un intervalle plus petit.

Les mésons η se séparent bien de la réaction $\pi^- + p \longrightarrow n + \pi^+ + \pi^-$.

Le minimum entre les deux pics se situe vers $M_n^2 = 0,98\ (GeV/c^2)^2$. Une coupure à cet endroit ne peut pas rejeter des désintégrations en π°, mais elle enlève quelques événements avec γ tout en retenant un petit nombre d'hypothèses $\pi^- + p \longrightarrow n + \pi^+ + \pi^-$.

Bien que la séparation soit bonne, nous avons cependant préféré appliquer une coupure surdimensionnée $M_n^2 > 1,05\ (GeV/c^2)$ qui diminue encore plus le fond, mais rejette plus de $\eta \longrightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$.

La fig. 30 montre les distributions de M_o^2 qui obéissent à cette coupure. Les deux pics sont dus aux deux modes de désintégrations, les queues renferment les mauvaises mesures, les paires d'électrons et les mésons η avec un neutron fortuit.

Sont classés comme désintégrations γ :

$$\text{les événements avec } -0,01 < M_o^2 < 0,006\ (GeV/c^2)^2$$

et comme désintégrations π° ceux avec

$$0,006 < M_o^2 < 0,028\ (GeV/c^2)^2.$$

1. Désintégration en $\pi^+ \pi^- \pi^\circ$

10 709 événements vérifient les coupures en M_n et en M_o.

Ces deux coupures étant les seules qui soient appliquées en dehors des coupures géométriques, il nous faut prouver qu'elles ne retiennent pas un nombre important d'événements parasites.

Il n'y a pas de contamination provenant de la réaction $\pi^- + p \longrightarrow \pi^+ + \pi^- + n$, les quelques rares événements qui survivent à la coupure en M_n seront rejetés par la coupure en M_o.

Pour les vrais neutrons, M_o^2 est voisin de 0, pour les neutrons fortuits M_o^2 a une tendance à aller vers les valeurs négatives ; le neutron n'étant pas très relativiste, de mauvais paramètres pour celui-ci maintiennent l'énergie manquante voisine de 0, par contre le module de l'impulsion manquante peut devenir très appréciable, ceci a pour effet de diminuer la masse manquante.

La distribution en masse (proton, pion) de la fig. 31, analogue à celle de la fig. 22 montre que tous les élastiques ont disparu.

La distribution sur la fig. 32, analogue à celle de la fig. 23, indique qu'il reste une dizaine de paires d'électrons.

Pour celà, une petite coupure a été effectuée $M_{e^+e^-}^2 < 0,0001\ (GeV/c^2)$.

La contamination provenant de la réaction $\pi^- + p \longrightarrow p + \pi^- + \pi^\circ$ est beaucoup plus délicate à apprécier, elle est aussi importante pour le résultat physique que nous voulons examiner. Nous avons vu plus haut que la presque totalité des événements avec $M_n^2 < 0,78$

$(GeV/c^2)^2$ étaient soit des élastiques, soit des événements de la réaction qui nous préoccupe (fig. 26), cependant, nous n'avons pour le moment aucune preuve que pour les événements avec $M_n^2 > 1,05$ il n'existe pas d'événements de ce type.

Si nous examinons (fig. 33) l'histogramme de la masse manquante à proton pion négatif, pour nos bons événements (une masse de proton étant affectée à la particule positive), nous voyons que cette distribution traverse la masse du π° sans cependant y présenter une accumulation.

Ceci nous montre qu'il existe dans notre lot des événements où la cinématique est compatible avec une désintégration de η et aussi avec la réaction cherchée.

Mais il se trouve que cette région d'ambiguité a lieu avec des impulsions positives faibles, le spectre des pions, piqué vers 180 MeV/c varie de 60 à 300 MeV/c. Pour des impulsions aussi petites, la particule positive a de fortes chances de ne pas parvenir aux chambres si c'était un proton.

D'autre part, une étude de cette réaction par la méthode de Monte-Carlo montre que seuls 3 % des événements obéissent à la coupure en M_n (fig. 34). De plus, quand on génère au hasard un neutron fortuit et que l'on examine l'effet de la coupure en M_o, la proportion tombe a 0,2 %, ce nombre ne tient pas compte de l'effet des pertes d'énergie du proton.

Connaissant le nombre d'événements avec $M_n^2 < 0,78$ évalué expérimentalement, on peut estimer à moins de 10, c'est-à-dire 1 ‰ la contamination de cette réaction dans notre lot.

Cette réaction aurait pu être très gênante et peut-être même compromettre cette expérience, si la configuration ambigüe était plus probable, ou si le taux de fortuites était plus élevé.

Un test expérimental supplémentaire a été effectué.

Dans l'histogramme de la masse manquante à proton pion négatif de la fig. 35, il y a 2 029 événements entre 0 et 0,03 $(GeV/c^2)^2$. Le même histogramme, mais obtenu cette fois en affectant la masse d'un proton à la trace négative donne comme nombre 2 027 événements dans la même bande.

Le dernier test expérimental qui mesure la contamination globale de toutes les réactions qui ne proviennent pas des η est donné par la basse énergie.

Seulement 5 événements, ce qui correspond à 50 ± 20 à l'énergie nominale, sont acceptés par les coupures.

Dans ce chiffre seront compris les événements de production multiple de pions $\pi^- + p \longrightarrow n + \pi^- + \pi^+ + \pi^\circ$ les 3 pions ne provenant pas de mésons η .

La basse énergie est pour nous le seul moyen de donner une limite supérieure à cette contamination. A 685 MeV/c la bande de masse acceptée par l'appareillage est $533 \pm 2,2$ MeV/c^2.

La proportion par rapport à l'espace de phase est légèrement plus grande, mais la section efficace de cette réaction est sans doute un peu plus faible. La valeur obtenue expérimentalement 50 ± 20 (qui constitue le total de tout le bruit de fond non correlé au η), ainsi que les considérations précédentes nous permettent de dire que nous avons un lot de mésons η très pur. La contamination est certainement inférieure à 1 %.

2. Désintégration en $\pi^+ \pi^- \gamma$

Les coupures en M_n, M_o et $M_{e^+e^-}$ effectuées, il reste 1 620 événements classés

comme $\eta \longrightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$. La plupart des considérations sur le bruit de fond restent valables, seule la séparation avec la réaction $\pi^- + p \longrightarrow \pi^+ \pi^- + n$ est plus délicate.

La fig. 36 montre la distribution de M_n^2, mais seulement pour les événements où M_o^2 est compris entre - 0,01 et 0,006 $(GeV/c^2)^2$; on voit que la coupure en M_n^2 est faite avec beaucoup de sécurité, une tentative d'évaluation du bruit de fond dû à cette réaction donne 10 à 20 événements. Le résultat de la basse énergie est 1 événement, c'est à dire 10 à l'énergie nominale.

Dans cette désintégration, la coupure en M_n rejette des événements, ce qui n'est pas le cas pour l'autre mode.

3. Contamination correlée aux η

a) Séparation des deux modes

La coupure en M_o ne sépare pas d'une manière parfaite les deux modes de désintégrations, malgré la bonne résolution de l'appareillage.

Nous avons estimé, en nous servant des symétries des pics dans la distribution de M_o, qu'il y avait de l'ordre de 1 % de γ qui contaminent le lot des π°, par contre, les γ sont contaminés par 12 % de π°.

Les événements ont été soumis à l'ajustement cinématique à 2 contraintes, pour les deux hypothèses, 99,5 % ont donné un ajustement avec un $\chi^2 < 25$ pour l'une des réactions au moins, cependant une séparation propre n'est pas obtenue en sélectionnant les hypothèses par le meilleur χ^2, ceci est dû à la présence de deux pics d'inégales grandeurs.

Nous avons préféré séparer les réactions par la quantité M_o plutôt que d'employer des méthodes statistiques plus sophistiquées.

b) Les mésons η associés à des neutrons fortuits peuvent aussi être détectés. L'acceptance pour les chargées est de 15 % donc voisine de celle des vrais η . La distribution de M_o a été étudiée par la méthode de Monte-Carlo, en prenant des η générés et en remplaçant le bon neutron par un neutron tiré au hasard.

Le pic du π° devient très large et seuls 41 % des événements tombent dans l'intervalle de M_o choisi. Connaissant le taux des fortuites évalué précédemment, on peut en déduire que la proportion des faux π° sous les vrais π° est inférieure à 1 %.

La contamination des faux π° dans les bons γ est déjà en grande partie inclue dans les 12 % de fond obtenus par la symétrisation des pics : en effet, les π° fortuits donnent une importante contribution dans les queues du pic des π°.

c) Cible vide :

Une série de photos ont été prises sans hydrogène liquide dans la cible.

Traités comme le restant de l'expérience, il reste 3 événements après les coupures, le sommet étant très voisin de la paroi de la cible.

Ces trois événements correspondent à 75 ± 40 événements si on se normalise sur les pions incidents. Cet effet peut s'expliquer simplement par les productions de mésons η sur l'hydrogène du mylar dans la paroi de la cible, avec une légère erreur dans la reconstruction du sommet.

Les événements sur nucléons liés dans le carbone auront une cinématique perturbée par le mouvement de Fermi et ils ont peu de chances d'être détectés.

Nous avons donc finalement deux lots d'événements : 10 709 $\eta \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\circ$ et 1 620 $\eta \longrightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$, la contamination non correlée aux η est inférieure à 1 % pour chacun des deux modes : celle correlée aux η est plus petite que 2 % pour les π°, et de l'ordre de 13 % pour les γ .

Nous nous sommes un peu attardés sur la séparation des hypothèses et l'évaluation des bruits de fond de différentes natures, car nous estimons qu'il est essentiel dans une expérience de grande statistique, et si l'on veut examiner de petits effets, de bien connaître la nature et l'ampleur du bruit de fond, ainsi que les erreurs systématiques que cela pourrait entraîner.

CHAPITRE IV

CONSIDERATIONS THEORIQUES

Il est probable que les interactions entre particules élémentaires peuvent être décrites entièrement par des propriétés de symétrie, des lois de conservation, et par des constantes sans dimension représentant les longueurs d'interactions. Ces particules élémentaires qui sont les quanta de ces interactions, doivent donc à priori obéir aux mêmes propriétés.

A - DEFINITIONS DE CERTAINES SYMETRIES FONDAMENTALES ET LOIS D'INVARIANCE

L'invariance par rapport à une transformation de Lorentz propre (sans inversion des axes) est actuellement solidement établie; et elle amène à dire qu'une interaction ne doit pas dépendre du système de référence. L'invariance sous une rotation et une translation dans l'espace à quatre dimensions conduit à la conservation du quadrivecteur impulsion-énergie ainsi que du moment angulaire dans les interactions. On définit un opérateur P appelé opérateur parité qui inverse les trois coordonnées spatiales. Ceci revient à effectuer une symétrie par rapport à un point, ou bien par rapport à un plan suivie d'une rotation de 180°. Un état se transforme en un état symétrique appelé état miroir. On montre que l'opérateur P admet $\pm$ 1 comme valeurs propres et qu'en général chaque particule ou état de particules est un état propre ou une superposition d'états propres de P, le signe de la valeur propre correspondante dépend de l'identité du système et de son système symétrique. La parité est conservée dans une interaction si les états initial et final ont les mêmes valeurs propres.

Le renversement du temps, donc inversion de la quatrième composante de l'espace à quatre dimensions, définit un autre opérateur appelé T.

Cet opérateur laisse inchangées les coordonnées spatiales mais inverse le sens de toutes les variables dépendant du temps, impulsions, moments angulaires, spins. Le sens d'une interaction est inversé, les ondes sortantes sont transformées en ondes rentrantes et les ondes rentrantes en ondes sortantes.

La conjugaison de charge ou opérateur C remplace chaque particule par son antiparticule. On montre que les valeurs propres sont $\pm$ 1 et que seuls les bosons, les ensembles de bosons, les systèmes fermion-antifermion, qui ont la troisième composante de l'isospin égale à zéro, sont des états propres de C .

On dit que C est conservé dans une interaction si la valeur propre de l'état final est la même que celle de l'état initial.

Rappelons la formule qui relie C , l'isospin I et la G parité.

$$C = (-1)^I \, C$$

et $C = (-1)^I \, (-1)^n$ pour un système de n pions.

Les trois opérateurs T, C, P sont des opérateurs fondamentaux. Plus généralement, on dit qu'une interaction est invariante sous T, C ou P si ces opérateurs commutent avec l'hamiltonie. qui régit le processus.

B - INVARIANCES CPT, P, T, C, CP

1. C P T

Le produit des trois opérateurs T, C et P définit une transformation qui inverse les signes des quatre coordonnées de l'espace à quatre dimensions et transforme chaque particule en son antiparticule. L'invariance T C P est une conséquence directe de la théorie du champ local. Un tel opérateur commute avec toute transformation de Lorentz propre et homogène. Il est possible, dans le cadre habituel des théories des champs relativistes, d'écrire des interactions qui violent C, P, T séparément ; par contre, il est exclu d'introduire une non-conservation de C P T. Cette invariance est une des bases des théories actuelles, une violation entrainerait un remaniement profond de la théorie des champs. Les conséquences les plus directes sont l'égalité des masses et des vies moyennes des particules et de leurs anti-particules. Il existera aussi une corrélation entre les trois opérateurs ; la non-conservation de l'un entraîne la non-conservation du produit des deux autres. La limite de validité de cette invariance, donnée par la différence de masse $K_L^\circ \; K_S^\circ$, est de l'ordre de 10^{-14}.

De nombreuses expériences ont été faites récemment afin de comparer d'une manière précise les vies moyennes du K^+ et du K^- ainsi que celles du π^+ et du π^-.

Les valeurs actuelles sont [31]

$$\frac{\tau^+ - \tau^-}{\tau_{\text{moyen}}} = (0,4 \pm 0,2) \text{ \% pour le pion}$$

$$= (0,09 \pm 0,12) \text{ \% pour le méson K}$$

2. P, T, C

Pendant très longtemps la conservation de la parité, de la conjugaison de charge et l'invariance par rapport au renversement du temps ont été considérées comme des règles absolues. Parfaitement vérifiées en physique classique, ces trois lois ont été admises par toutes les théories en physique atomique, nucléaire et corpusculaire. En 1956 les physiciens LEE et YANG [6] montrèrent que la violation de la parité pourrait expliquer le fameux puzzle $\theta\tau$. Ils montrèrent aussi qu'il n'existait pas de données expérimentales qui établissaient que P et C sont conservées dans les interactions faibles. Confirmée par plusieurs expériences, la non-conservation de la parité et de la conjugaison de charge fut admise, et la vraie symétrie fondamentale

dans la nature serait le produit des deux opérateurs, c'est-à-dire CP.

3. CP

En 1964, l'expérience de CHRISTENSON, CRONIN, FITCH et TURLAY [1] a montré que CP était violé dans la désintégration du K_2°. Cette particule est un état propre de CP avec comme valeur propre -1. Deux pions dans un état s ont une parité et une conjugaison de charges positives. La non-observation de cette désintégration était considérée comme la meilleure évidence de la conservation de CP.

Plusieurs autres expériences ont confirmé ce résultat :

$$\frac{K_2^\circ \to \pi^+ \pi^-}{K_2^\circ \to \text{chargées}} = (2,04 \pm 0,13)\ 10^{-3}.$$

Le rapport $\Gamma(\pi^\circ\pi^\circ)/\Gamma$ (chargés) a été mesuré par deux expériences récentes [7] qui ont donné comme valeur :

$$\frac{K_2^\circ \to \pi^\circ \pi^\circ}{K_2^\circ \to \text{chargées}} = (5,7 \pm 1)\ 10^{-3}.$$

De nombreuses théories ont été avancées et plusieurs expériences ont été faites ou sont en train d'être réalisées en vue de clarifier la situation. Dans le cas de la violation de la parité dans les interactions faibles, l'effet est très important et les conséquences expérimentales sont très violentes.

En ce qui concerne la violation de CP qui est beaucoup plus discrète, les effets expérimentaux sont difficiles à mettre en évidence.

La faiblesse de cette violation a d'abord conduit les théoriciens à proposer des explications qui conservent quand même CP dans les interactions faibles ; l'observation de la désintégration du K_2° en deux pions serait due à des effets du deuxième ordre non corrélés aux interactions faibles.

C – HYPOTHESES CHERCHANT A RENDRE COMPTE DE LA DESINTEGRATION DU K_2° EN DEUX PIONS

1. BELL et PERRING [8] ainsi que BERNSTEIN, CABIBBO et LEE [9] ont suggéré l'intervention d'une nouvelle force à long rayon d'action et qui interagit différemment sur la matière et l'antimatière. La prépondérance de matière dans notre galaxie donnerait une violation apparente de CP ; les énergies potentielles du K° et du $\bar{K}^\circ$ sont différentes et les états propres de l'hamiltonien ne sont plus

$$K_1^\circ \ (CP = +1) \quad \text{et} \quad K_2^\circ \ (CP = -1)$$

$$\text{mais} \quad K_L^\circ = K_2^\circ + \varepsilon K_1^\circ$$

$$K_S^\circ = K_1^\circ - \varepsilon K_2^\circ$$

K°_L se désintègre en 2π avec un rapport de branchement déterminé par ε.

Dans ce cas on peut montrer que ε est fortement dépendant de l'énergie du K°_L. Une expérience faite au CERN [10] avec des K° de 10 GeV et une autre faite à Nimrod avec des K° de 5 GeV [11], ont montré que ε ne dépendait pas de l'énergie, et cette hypothèse est abandonnée.

2. LEVY et NAUENBERG [12], ainsi que plusieurs autres auteurs ont avancé l'idée de l'existence d'une particule avec PC = -1 et dont la masse est plus petite que la différence de masse entre K°_L et K°_S. La désintégration en deux pions se ferait par le schéma suivant :

$$K^\circ_L \longrightarrow S + K^\circ_S$$
$$\hookrightarrow \pi + \pi$$

Cette hypothèse a été abandonnée car plusieurs expériences [13] ont montré que l'amplitude $K^\circ_L \longrightarrow 2\pi$ interfère avec l'amplitude $K^\circ_S \longrightarrow 2\pi$, les K°_S étant obtenus par la régénération des K°_L au moyen d'un régénérateur. Ces expériences prouvent que les deux amplitudes sont cohérentes.

L'interférence exclut aussi d'autres types de théories qui, sacrifiant la symétrie de Bose-Einstein postulaient que deux pions dans une onde s ne sont pas forcément dans un état propre de CP et peuvent se trouver dans un état anti-symétrique.

3. Une théorie attrayante a été proposée par WOLFENSTEIN et LEE [14] :

L'hamiltonien de la désintégration du K°_2 peut se décomposer en deux parties

$$H = H_F + H_V$$

H_F étant l'interaction faible habituelle avec . $\Delta S \leqslant 1$ $\Delta I = 1/2$ et ne commutant pas avec C et P mais il est invariant sous CP .

H_V est une interaction dont la caractéristique essentielle est de violer CP. Les théories diffèrent par la nature et la provenance de H_V.

La théorie de Wolfenstein et Lee préconise que H_V autorise les transitions $\Delta S = 2$. La constante de couplage sera de l'ordre de 10^{-8} fois plus petite que celle des interactions faibles habituelles ; pour cela ces interactions ont été dénommées super-faibles.

En général, la contribution de ce type d'interactions est beaucoup trop faible pour être détectée expérimentalement. Dans le système $K^\circ\overline{K}^\circ$ elle produit une transition $K^\circ \rightleftarrows \overline{K}^\circ$, ce qui a pour conséquence de reformer des K°_S dans un faisceau de K°_L.

Cette théorie a l'avantage de s'expliciter très clairement avec très peu de paramètres ; elle donne de nettes prédictions théoriques.

Les amplitudes K°_S et K°_L s'explicitent :

$$|K^\circ_S> = \frac{|K^\circ> + r\,|\overline{K}^\circ>}{(1 + |r|^2)^{1/2}}$$

$$|K^\circ_L> = \frac{|K^\circ> - r\,|\overline{K}^\circ>}{(1 + |r|^2)^{1/2}}$$

$r = 1 - \varepsilon$

ε est un paramètre complexe $\varepsilon = |\varepsilon| e^{i\delta}$

Si CP est conservé $\varepsilon = 0$ et K_S° et K_L° sont des états orthogonaux. Une violation de CP n'implique pas forcément $\varepsilon \neq 0$.

On définit des paramètres directement accessibles à l'expérience :

$$\eta_{+-} = |\eta_{+-}| e^{i\phi_{+-}} = \frac{A(K_L^\circ \to \pi^+ + \pi^-)}{A(K_S^\circ \to \pi^+ + \pi^-)}$$

$$\eta_{00} = |\eta_{00}| e^{i\phi_{00}} = \frac{A(K_L^\circ \to \pi^\circ + \pi^\circ)}{A(K_S^\circ \to \pi^\circ + \pi^\circ)}$$

On peut montrer que

$$\eta_{+-} = \frac{1}{2}(\varepsilon + \varepsilon')$$

$$\eta_{00} = \frac{1}{2}(\varepsilon - 2\varepsilon')$$

$$\varepsilon' = i\sqrt{2} \exp\left[i(\delta_2 - \delta_o)\right] \operatorname{Im} \frac{A_2}{A_o}$$

A_o est l'amplitude $K \to 2\pi$ dans l'état d'isospin 0

A_2 est l'amplitude $K \to 2\pi$ dans l'état d'isospin 2

$\delta_2 - \delta_o$ est la différence de phase entre les 2 états d'isospin dans la diffusion pion-pion.

ε' est donc fonction de l'amplitude $\Delta I = 3/2$.

La théorie des interactions super-faibles prédit

$$\eta_{+-} = \eta_{00} = \frac{1}{2}\varepsilon \qquad (1)$$

$$\phi_{+-} = \phi_{00} = \delta = \text{Arc tg}\left(-\frac{2\Delta m}{\Gamma_S}\right) \qquad (2)$$

Δm est la différence de masse K_L° K_S°

Γ_S la largeur du K_S°

$$\frac{K_S^\circ \to 3\pi^\circ}{K_L^\circ \to 3\pi^\circ} = |\varepsilon|^2 \qquad (3)$$

$$\frac{K_S^\circ \to \pi^\pm + \ell^\mp + \nu}{K_L^\circ \to \pi^\pm + \ell^\mp + \nu} = 1 \qquad (4)$$

ℓ est soit un électron soit un muon.

$$\frac{K_S^\circ \to \pi^+ \ell^- \bar{\nu}}{K_S^\circ \to \pi^- \ell^+ \nu} = \frac{K_L^\circ \to \pi^+ \ell^- \bar{\nu}}{K_L^\circ \to \pi^- \ell^+ \nu} = 1 + 4\,|\varepsilon| \cos\delta \qquad (5)$$

Les relations (4) et (5) ne sont valables que si la règle $\Delta S = \Delta Q$ est bonne.

Ces valeurs expérimentales sont :

$$|\eta_{+-}| = (1,9 \pm 0,06).10^{-3} \quad [13]$$

$$|\eta_{00}| = (4,9 \pm 0,5).10^{-3} \quad [7]$$

$$\phi_{+-} = 1,47 \pm 0,3 \quad [15]$$

Ces résultats semblent exclure la théorie des interactions super-faibles. Mais les résultats préliminaires de deux nouvelles expériences jettent un doute sur la valeur élevée de $|\eta_{00}|$ (expérience X_4 du CERN en chambre à bulles à liquide lourd, et expérience de chambre à étincelles de Berkeley). D'autre part, la phase ϕ_{+-} a été mesurée par rapport à la phase de régénération introduite par le régénérateur, cette phase doit être évaluée à partir de certains modèles. Une mesure directe de ϕ_{+-} faite récemment au CERN donne comme résultat préliminaire $1,05 \pm 0,3$ en accord avec la valeur précédente mais aussi compatible avec la phase prédite par les super-faibles.

Deux autres expériences récentes [16] ont montré qu'il existait une asymétrie de charge dans les désintégrations leptoniques du K_L° et sont donc capables de vérifier la prédiction (5).

Pour les électrons, l'asymétrie trouvée

$$\frac{Ke_3^+ - Ke_3^-}{Ke_3^+ + Ke_3^-} = (2,24 \pm 0,36).10^{-3}$$

la théorie des interactions super-faibles prédit une valeur voisine de $2,5.10^{-3}$ si on admet que seul $|\eta_{+-}|$ est mesuré proprement.

Cette asymétrie est aussi en accord avec celle que l'on peut calculer à partir de η_{+-} et de $|\eta_{00}|$. Cependant, dans cette dernière hypothèse on est obligé d'admettre que $\delta_2 - \delta_o = 57° \pm 4°$ en complète contradiction avec la valeur -53° déterminée indépendamment par les expériences de diffusion pion-pion.

Pour que l'ensemble redevienne cohérent on devrait admettre que le signe de la différence de masse K_S° K_L° trouvé par trois expériences soit faux.

Pour le moment, la théorie des super-faibles n'est pas absolument exclue. L'ensemble des quantités mesurées présente une incohérence interne et ceci sans autre hypothèse physique que le théorème TCP, la règle $\Delta S = \Delta Q$ et la faiblesse de la violation de CP dans les autres voies que la désintégration en 2 pions.

Il est à espérer que ces questions seront éclaircies dans un proche avenir.

4. PRENTKI et VELTMANN [17] ont fait une tentative en attribuant H_V aux interactions moyennement fortes. Ce type d'interactions conserverait la parité, l'étrangeté et l'isospin, mais

La constante de couplage est comprise entre celle des interactions fortes et celle des interactions faibles ; elle pourrait être de l'ordre de grandeur de celle des interactions électro-magnétiques.

Dans la désintégration du K_L° , H_V étant du type fort, ne peut intervenir qu'au deuxième ordre à travers la combinaison $H_F \times H_V$, la violation de CP provenant de H_V qui viole C.

Expérimentalement, un effet a été cherché dans les annihilations d'anti-protons à l'arrêt, dans des réactions du type $\bar{p} - K^{\pm} + \pi^{\mp} + K^\circ$. Si C est conservé, les spectres du K^+ et du π^- doivent être identiques à ceux du K^- et du π^+. De même, les spectres du π^+ et du π^- dans toutes les voies doivent être les mêmes. Aucun effet n'a été observé [18], l. limite supérieure étant de l'ordre de 1 à 2 %.

Nous verrons plus loin les éventuelles répercussions de cette théorie sur le méson η.

5. De nombreux théoriciens [19] ont pensé que H_V pourrait provenir de l'hamiltonien électro-magnétique . Les interactions électro-magnétiques conservent la parité et l'étrangeté, mais violent l'isospin. Dans ce cas comme pour les interactions moyennement fortes, la désintégration du K_L° en deux pions ne peut être expliquée que par un effet du deuxième ordre

$$H_V \times H_F$$

où H_V serait la partie de l'hamiltonien électro-magnétique qui viole C.

L'ordre de grandeur observé est tout à fait compatible avec la constante de couplage électro-magnétique. La violation de C dans les interactions électro-magnétiques n'est en contradiction avec aucun principe fondamental du point de vue purement théorique, ni avec aucun résultat expérimental.

Le courant électro-magnétique J_μ peut être divisé en deux parties

$$J_\mu = I_\mu + K_\mu$$

avec $C\, I_\mu\, C^{-1} = -I_\mu$

$C\, K_\mu\, C^{-1} = +K_\mu$

K_μ représentant la partie qui viole C et il n'est pas exclu qu'elle soit du même ordre de grandeur que I_μ .

Les interactions électro-magnétiques ne conservent pas l'isospin ; elles peuvent produire des transitions avec $\Delta I = 0, 1$ suivant les iso-structures de K_μ et I_μ qui ne sont pas obligatoirement les mêmes.

Nous n'entrerons pas dans les nombreux développements et spéculations théoriques qui ont été effectués ces deux dernières années. Il est à noter qu'une telle hypothèse est très difficilement vérifiable expérimentalement, car il existe très peu de processus électro-magnétiques où interviennent des états propres de C et qui se produisent avec une probabilité raisonnable de manière à être accessibles expérimentalement. L'étude de la conservation de C ou de T dans tous les processus électro-magnétiques est nécessaire.

De nombreuses expériences ont été suggérées.

[illegible] de certains modes de désintégration pour différentes particules

serait une preuve irréfutable de la violation de C .

$\rho^\circ \to \eta^\circ + \pi^\circ$
$\to \pi^\circ + \gamma + \gamma$
$\to \pi^\circ \pi^\circ \pi^\circ$

$\omega^\circ \to \eta^\circ + \pi^\circ$
$\to \pi^\circ + \gamma + \gamma$
$\to \pi^\circ + \pi^\circ + \pi^\circ$
$\to \rho^\circ + \gamma$

$\varphi \to \rho + \gamma$
$\to \omega + \gamma$
$\to \pi^\circ \pi^\circ \pi^\circ$
$\to \eta^\circ + \pi^\circ$
$\to \pi^\circ + \gamma + \gamma$

$X^\circ \to \eta + e^+ + e^-$
$\to \pi^\circ + e^+ + e^-$
$\to \rho^\circ + \pi^\circ$
$\to \omega^\circ + \pi^\circ$

Aucun de ces modes n'a pu être mis en évidence.

Pour les désintégrations du type

$X^\circ \to \pi^+ \pi^- \gamma$
$\varphi \to \pi^+ \pi^- \gamma$
$\omega^\circ \to \pi^+ \pi^- \gamma$

la détermination de la multipolarité de la transition et des nombres quantiques de l'état des deux pions permet de déterminer comme nous allons le voir pour le η la présence d'amplitudes qui violent C .

Cependant, l'étude de tous ces modes est rendue extrêmement difficile car bien que les sections efficaces de production de ces résonances soient souvent assez grandes, tous ces modes qui sont de nature électro-magnétiques sont très défavorisés par rapport aux désintégrations fortes permises.

Le rapport de branchement $\dfrac{\pi^\circ \to \gamma\gamma\gamma}{\pi^\circ \to \gamma\gamma}$ qui mesure aussi la violation de C dans la désintégration du π°, qui de toute façon est électro-magnétique, a été mesuré par plusieurs expériences. La limite supérieure est actuellement de 5.10^{-6}, [20] mais les estimations théoriques de ce rapport tenant compte d'une violation de C donnent une valeur de l'ordre de 10^{-6}. Cette expérience va être refaite à Frascati.

L'invariance par rapport au renversement du temps peut aussi être étudiée dans différentes expériences. Dans la désintégration $\Sigma^\circ \to \Lambda^\circ + e^+ + e^-$, si le Σ° n'est pas polarisé, une polarisation du Λ° différente de 0 indique une violation de T.

L'expérience [21] a donné un résultat compatible avec une non-polarisation du Λ°.

Il faut noter qu'une valeur différente de 0 indiquerait non seulement la présence du courant K_μ qui viole T et C mais il impliquerait aussi que K_μ viole SU_3.

Plusieurs autres expériences ont été suggérées.

La diffusion $e^- + p \to N^*_{33} + e^-$ sur cible polarisée, ne doit pas avoir d'asymétrie gauche-droite. La comparaison de certaines réactions et de leurs réactions inverses peut aussi donner des indications sur la non-invariance de T .

$$\gamma + p \rightleftarrows n + \pi^+$$

$$\gamma + D \rightleftarrows p + n$$

Cette dernière expérience est actuellement en cours à Princeton et à Berkeley.

Mais comme nous allons le voir, l'étude des désintégrations chargées du méson η reste le meilleur moyen pour voir si la violation de C se fait au niveau des interactions électro-magnétiques.

6. Interactions faibles :

S'il s'avérait qu'aucune des hypothèses précédentes ne soit satisfaisante, il restera toujours la solution de supposer que CP est simplement violé au niveau des interactions faibles. De très nombreux auteurs ont traité cette possibilité. Certains ont essayé, afin d'expliquer la faiblesse de la violation, de relier l'amplitude qui viole CP à celle qui viole la règle $\Delta S = \Delta Q$ ou $\Delta I = 1/2$. La grande valeur de η_{00} semble exiger une amplitude $\Delta I = 3/2$.

La validité des symétries continue à être étudiée partout où cela est possible dans les interactions faibles :

Paramètre β des hypérons	(T)
Polarisation longitudinale du μ dans les désintégrations $K_{\mu 3}$	(T)
Comparaison des diagrammes de Dalitz du τ^+ et du τ^-	(CP)
Interférence K_L° K_S° dans les modes leptoniques	(CP)
Interférence K_L° K_S° dans les modes $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ et $\pi^+\pi^-\gamma$	(CP)

Aucune de ces expériences n'a permis de mettre en évidence une violation de T ou de CP, avec la statistique actuelle.

Plusieurs d'entre elles vont être refaites dans les deux années à venir avec beaucoup plus de statistique et dans de meilleures conditions.

D – VIOLATION DE C DANS LA DESINTEGRATION DU η

Les deux types de théories qui peuvent donner un effet dans les désintégrations du η sont celles qui tentent d'expliquer la désintégration du K_L° en deux pions par un processus du deuxième ordre. $H_V \times H_F$ ou H_V représente, soit les interactions moyennement fortes, soit électro-magnétiques, H_V pourrait se manifester d'une manière directe dans les désintégrations du η.

1. Le méson η

C'est une particule pseudo-scalaire de masse 548,7 MeV/c^2 et de largeur plus petite que 10 keV/c^2. Elle est produite dans de nombreuses réactions avec des sections efficaces appréciables. Ses nombres quantiques, bien établis, sont

spin	=	0
parité	=	-
isospin	=	0

G parité = +
conjugaison de charge = +

Les principaux modes de désintégration sont (octobre 67)

$\eta \rightarrow \gamma\gamma$ 41 %
$\rightarrow \pi^\circ \gamma\gamma$ 2 %
$\rightarrow 3\pi^\circ$ 30 %
$\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\circ$ 22 %
$\rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ 5 %

Tous ces modes sont du type électro-magnétique, mais une contribution des interactions moyennement fortes dans les désintégrations en trois pions n'est pas exclue. On voit que le τ est une particule de choix pour vérifier la conservation de C dans les interactions électromagnétiques, c'est la seule particule d'état propre de C qui se désintègre électro-magnétiquement dans tous ses modes.

2. $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^\circ$

La G parité de l'état final est négative ; celle du méson η étant positive, la G parité est violée dans ce mode comme la plupart des désintégrations électro-magnétiques. L'isospin des trois pions peut varier entre 0 et 3. La conjugaison de charge est donnée par la formule

$$C = G\,(-1)^I$$

et pour trois pions

$$C = -\,(-1)^I$$

La conjugaison de charge est donc déterminée par l'isospin de l'état final ; I = 1 conserve C , la conjugaison de charge de l'état final étant positive comme celle du η , I = 0 ou 2 donne un C négatif, donc viole la conjugaison de charge.

L'expérience consistera à essayer de mettre en évidence des états d'isospin pair, la présence d'un de ces états étant la preuve d'une violation de C .

a) Diagramme de Dalitz

L'étude de la distribution des événements dans un diagramme de Dalitz est un des moyens le plus puissants pour déterminer les nombres quantiques d'un système de trois particules. Dans le système du centre de masse la connaissance de deux paramètres indépendants suffit pour déterminer entièrement l'état cinématique des trois particules. Si l'on choisit comme variables $X = \frac{T^+ - T^-}{\sqrt{3}}$, $Y = T^\circ$, on obtient la représentation connue sous le nom de diagramme de Dalitz. T^+, T^- et T° sont les énergies cinétiques des trois pions dans le système des trois particules.

On peut montrer facilement que la conservation de l'impulsion et de l'énergie contraint les points représentant les événements à rester à l'intérieur d'un contour défini par la masse du système. Dans notre cas, si l'on néglige la différence de masse entre les trois pions, on peut montrer qu'il existe un centre et trois axes de symétrie qui font un angle de 120° entre

eux (fig. 37). Les projections orthogonales du point sur les trois axes donnent les trois énergies cinétiques des particules. Les événements sur les axes auront deux pions symétriques, les événements sur le contour auront les trois pions alignés.

La principale propriété de ce genre de représentation est que les éléments de surface ont une aire proportionnelle au nombre d'états finals prévus par le modèle statistique covariant. Un processus qui suit l'espace de phase, donnera une population uniforme, donc une densité constante.

Les différents états quantiques qui ont des symétries et des combinaisons de moments angulaires différentes, peuplent ou dépeuplent certaines régions du diagramme. L'étude des variations de densité permet l'étude des états quantiques du système. La densité est proportionnelle au carré de l'élément de matrice qui caractérise l'état des trois pions.

$$D = |M|^2 \quad \text{avec} \quad M = \sum_i M_i$$

l'indice i représentant les différents états possibles. La manière de calculer ces éléments de matrice est décrite en détail par ZEMACH [22].

b) Eléments de matrice

α) $I = 0$

Pour former un isoscalaire avec trois isovecteurs, la seule combinaison possible est $(a \wedge b \cdot c)$, a, b, c étant les opérateurs vectoriels représentant les isospins de chacun des trois pions. Cette fonction est anti-symétrique par permutation de deux quelconques des pions, la statistique de Bose-Einstein exige donc que la fonction spatiale doit aussi être anti-symétrique par échange de deux pions, la fonction d'onde totale devant être complètement symétrique. Ces exigences sur la fonction spatiale font que chacun des six sextants définis par les trois axes de symétrie dans le diagramme de Dalitz, aura une population symétrique de celle des sextants adjacents, et l'étude de la répartition de la densité peut se faire, pour $I = 0$, en réunissant tous les événements dans un seul sextant, comme si les trois pions étaient indiscernables.

Le spin 0 du méson η et des trois pions exige que l'élément de matrice de transition soit du type scalaire. Soient $\vec{p}_i$ l'impulsion du $i^{ème}$ pion dans le système du η et $\vec{q}_{jk}$ l'impulsion du $j^{ème}$ pion dans le système des deux pions j, k. Ces deux variables définissent le système des trois pions dans le centre de masse du η.

Le scalaire le plus simple antisymétrique par échange de j et k s'écrira :

$$\vec{p}_i \cdot \vec{q}_{jk} = m(E_j - E_k)$$

E désignant l'énergie totale d'un pion dans le système du η.

L'élément de matrice complet, antisymétrique par l'échange d'une paire quelconque de pions prendra la forme :

$$M \sim (\vec{p}_1 \cdot \vec{q}_{23})\,(\vec{p}_2 \cdot \vec{q}_{31})\,(\vec{p}_3 \cdot \vec{q}_{12})$$

$$\sim (E_1 - E_2)\,(E_2 - E_3)\,(E_3 - E_1)$$

Cet élément de matrice s'annule sur les axes de symétrie, et est de signe opposé pour les sextants adjacents.

β) I = 1

Cette désintégration ne viole pas C , c'est une transition du type électro-magnétique au deuxième ordre.

L'élément de matrice le plus simple est une constante, les moments angulaires relatifs entre les pions étant des ondes S, il n'y a pas d'effets de barrières angulaires.

Cet état final est dominant dans la désintégration du η en trois pions ; cependant, l'expérience a montré que l'élément de matrice n'était pas constant sur tout le diagramme de Dalitz, les régions de faible T° sont favorisées. Comme dans la désintégration du K en trois pions, on rend compte de cet effet en introduisant un élément de matrice linéaire en T°. On peut aussi expliquer ce phénomène par une interaction résonnante entre les deux pions chargés. L'étude de cet effet ne fait pas l'objet de ce travail. Mais en tout état de cause, l'élément de matrice bien que n'étant pas constant, doit être symétrique par échange des deux pions chargés.

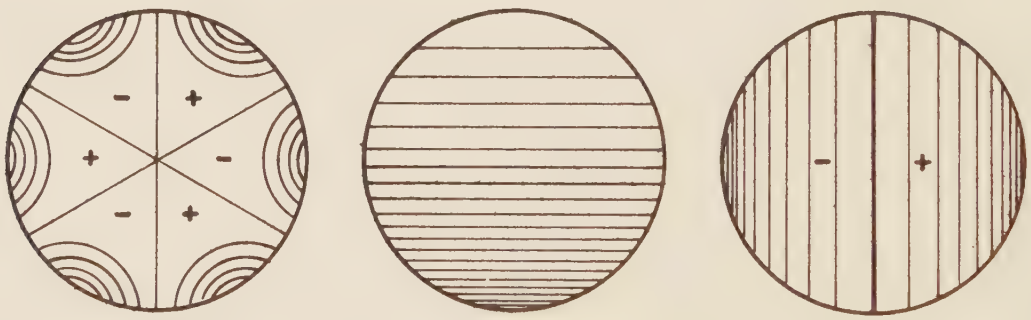
γ) I = 2

C'est une désintégration avec $\Delta I = 2$, qui viole C . L'élément de matrice doit être anti-symétrique par échange du π^+ et du π^-, et doit être un scalaire.

$$M \sim \vec{p}_o \cdot \vec{q}_{+-} \sim E^+ - E^-$$

δ)

Le tableau suivant montre le signe des différents éléments de matrice dans le diagramme de Dalitz.



I = 0 I = 1 I = 2

La densité des traits est en rapport avec la valeur absolue de l'élément de matrice le plus simple.

c) Constantes de couplage et barrières angulaires

Les éléments de matrice définis précédemment ne représentent que la variation à l'intérieur du diagramme d'un même état d'isospin. La comparaison des probabilités relatives

entre les différents états nécessite l'introduction de facteurs qui tiennent compte des constantes de couplage et des effets des barrières angulaires.

L'état $I = 0$ peut s'obtenir, soit par une double transition électro-magnétique qui viole C, soit sous l'effet des interactions moyennement fortes.

$I = 1$ est une double transition électro-magnétique, $I = 2$, état qui est produit par une désintégration qui viole C, sera avant tout obtenu par une transition électro-magnétique. Les interactions moyennement fortes conservent l'isospin ; cet état peut cependant être produit par ce type d'interactions, mais comme phénomène du deuxième ordre par rapport aux interactions électro-magnétiques.

Le tableau suivant rassemble les différents coefficients d'atténuation pour les trois transitions possibles.

I	Barrière angulaire	Constante de couplage		C
		électro-magnétique	moyennement fort	
0	k^3	e^2	g	violée
1	-	e^2	-	conservée
2	k	e^2	$g\,e^2$	violée

k est une constante qui estime l'effet des barrières angulaires. On peut écrire [23]

$$k \simeq \frac{M_\eta Q}{\mu^2}$$

M_η étant la masse du η,

Q l'énergie cinétique moyenne des pions ($\sim$ 50 MeV), et

μ une masse de référence supérieure à la masse du pion et que certaines théories assimilent à la masse du ρ.

On voit que l'état $I = 0$ est fortement défavorisé par les barrières angulaires.

Pour les constantes de couplage, e est la constante de couplage électro-magnétique et g la constante de couplage pour les interactions moyennement fortes violant C. Si la non-conservation de C se fait par un processus électro-magnétique, on s'attend surtout à la présence de l'état $I = 2$. Dans le cas des interactions moyennement fortes on s'attendrait plutôt à un état $I = 0$, cependant $I = 2$ n'est pas exclu, mais il est déprécié par le facteur e^2.

L'effet le plus fort serait obtenu par une interaction d'un autre type violant l'isospin et C. L'état $I = 2$ serait accessible sans passer par les interactions électro-magnétiques.

L'existence des barrières angulaires dans les amplitudes qui violent C fait que la détection expérimentale de ces amplitudes est délicate et même les interactions violant C avec une constante de couplage grande, ne peuvent produire que des effets minimes.

d) Interférence entre les différentes amplitudes.

Le carré de l'élément de matrice qui donnera la population du diagramme de Dalitz

s'écrira :

$$M^2 = (M_{I=0} + M_{I=1} + M_{I=2})^2$$

Les éléments de matrice $I = 0$ et $I = 2$ qui violent C sont, comme nous venons de le voir, défavorisés par rapport à $I = 1$. Il est sans espoir de vouloir détecter les variations de densité dues aux carrés des éléments de matrice $I = 0$ et $I = 2$. Par contre les termes d'interférences ne dépendent que des amplitudes au premier ordre. Ce phénomène a pour effet de dépeupler ou surpeupler certaines régions du diagramme suivant que l'interférence sera constructive ou destructive. Dans le cas le plus simple, en admettant que les phases relatives entre les différentes amplitudes soient constantes sur tout le diagramme, une interférence entre $I = 0$ et $I = 1$ se traduirait par une différence de population entre les sextants 1, 3, 5 et les sextants symétriques par rapport à l'axe des $T°$, qui ont des éléments de matrice opposés 6, 2, 4.

Nous définissons la quantité A_o

$$A_o = \frac{(N_1 + N_3 + N_5) - (N_6 + N_2 + N_4)}{N_{total}}$$

où N_i est la population globale du $i^{ème}$ sextant.

A_o différent de 0 indique sans ambiguité une violation de C .

Une interférence entre les états $I = 1$ et $I = 2$ se traduirait par une différence de population à gauche et à droite de l'axe des T_o .

Nous définissons la quantité A

$$A = \frac{(N_1 + N_2 + N_3) - (N_4 + N_5 + N_6)}{N_{total}}$$

A différent de 0 montrerait que dans le centre de masse du η le pion positif et le pion négatif n'ont pas des spectres identiques.

e) Interactions dans l'état final

Les interférences entre les différentes amplitudes seront évidemment fonction de leurs phases relatives. T.D. LEE [24] a montré que l'invariance T C P exige que l'amplitude conservant C, et celle qui viole C, soient en quadrature, donc elles ne donnent pas de terme d'interférence. Cependant, la présence d'interactions fortes entre les trois pions dans l'état final déphase les différentes amplitudes qui peuvent alors interférer.

Dans le cas du $\eta \to 3\pi$, cette nécessité d'interactions dans l'état final peut se montrer simplement. Les trois pions sont sans spin et sans moment angulaire total ; dans ce cas l'opération P laisse le système inchangé, l'opérateur T inverse seulement le sens des impulsions linéaires.

Donc appliquer T C P revient à appliquer C, c'est-à-dire inverser la charge des pions, et à remplacer les ondes sortantes par des ondes rentrantes ; C et T C P sont équivalents aux interactions dans l'état final près.

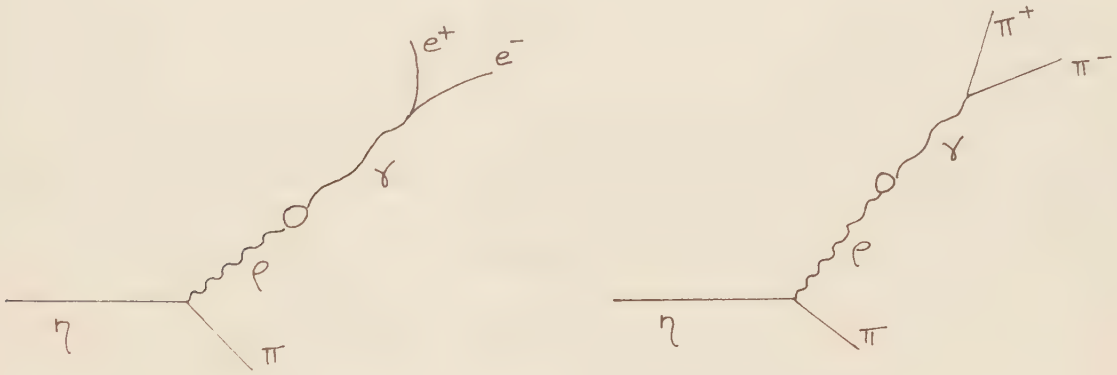
La présence d'interactions fortes entre les pions dans l'état final ne fait aucun doute. On soupçonne qu'il existe une onde s résonnante entre les deux pions chargés ; la masse

serait vers 400 MeV/c^2 et la largeur de quelques dizaines de MeV ; on sait d'autre part qu'il existe une onde p qui résonne vers 780 MeV/c^2, le méson ρ.

Cette dépendance de l'interférence, donc de l'asymétrie, de la différence des phases qui varie le long de l'axe des T° dans le diagramme de Dalitz, rend l'étude plus délicate et peut introduire un autre facteur d'atténuation qui pourrait rendre inaccessible à l'expérience tout effet de ce genre.

On comprend aisément que l'incertitude qui existe sur les constantes de couplage, la difficulté d'évaluer l'effet des barrières angulaires et la non-connaissance des interactions pion-pion, rendent toute estimation théorique, sans grande signification. Certains auteurs [25] ont cependant évalué des limites supérieures pour A_o et A, qui sont toutes de l'ordre de quelques pour cent.

Les seuls calculs auxquels la théorie peut s'attacher sont ceux qui partent de la similitude entre les deux graphes suivants



Le premier vertex viole C ; une limite supérieure pour la constante de couplage est donnée par la limite supérieure expérimentale du mode de désintégration $\rho \rightarrow \eta + \pi$.

D'autre part, la limite supérieure expérimentale de la voie $\eta \rightarrow \pi^\circ e^+ e^-$ qui viole C *) permet d'évaluer grossièrement la limite supérieure de l'asymétrie, de quelques pour cent mentionnée ci-dessus. Tout ceci suppose que la désintégration $\eta \rightarrow \pi\ e^+e^-$ puisse exister malgré l'interdiction de SU_3 ; il faut aussi évaluer la largeur du η qui n'est pas encore bien connue.

Après que toutes ces considérations théoriques furent avancées, il était clair qu'il importait avant tout de multiplier les expériences et d'augmenter leur précision.

La compilation de la plupart des mésons η provenant de 14 expériences différentes, donnait comme résultat [26]

$$A_o = (6,8 \pm 3,3)\ \%$$

$$A = (5,8 \pm 3,4)\ \%$$

---

*) (La limite supérieure pour le rapport $\frac{\eta \rightarrow \pi^\circ e^+e^-}{\eta \text{ total}}$ est actuellement de 0,04 % [31]).

Plusieurs expériences, dont la nôtre, furent entreprises en vue de mesurer ces nombres plus proprement et avec plus de précision. Nous discuterons les résultats dans le chapitre suivant.

3. Désintégration $\eta \to \pi^+ \pi^- \gamma$

Cette désintégration du type électro-magnétique est une transition dipolaire magnétique, les deux pions sont dans une onde p, la conjugaison de charge est négative pour le dipion, donc positive pour l'ensemble de l'état final ; C est conservée.

L'élément de matrice s'écrit $\vec{p} \cdot \vec{q}$ où $\vec{p}$ et $\vec{q}$ se définissent comme pour le mode $\eta \to 3\pi$. Cet élément de matrice est symétrique par échange des deux pions.

Les transitions qui violent C doivent laisser les deux pions dans une onde paire. L'onde s est interdite, car cela serait une transition $J = 0 \to J' = 0$. Il faut donc chercher si les deux pions se trouvent dans une onde d, et la transition sera quadripolaire magnétique. L'élément de matrice est anti-symétrique par rapport à l'échange des deux pions.

Comme dans le cas des trois pions, l'amplitude qui viole C est très défavorisée par la multipolarité de la transition. Nous allons rechercher si nous pouvons mettre en évidence un effet d'interférence entre les deux amplitudes dont l'une est symétrique et l'autre antisymétrique. Sous réserve qu'il existe des interactions dans l'état final, cette interférence peut donner lieu à une asymétrie gauche-droite dans le diagramme de Dalitz. Cette asymétrie est équivalente à une asymétrie avant-arrière dans la distribution angulaire de l'un des pions par rapport au gamma dans le système du dipion.

La fig. 38 montre la distribution théorique de cet angle pour chacune des deux transitions.

CHAPITRE V

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

I - DESINTEGRATION $\eta \to \pi^+ \pi^- \pi^\circ$

A - ASYMETRIE BRUTE

Les 10 709 désintégrations de mésons η en $\pi^+ + \pi^- + \pi^\circ$ sélectionnés comme nous l'avons décrit au chapitre III, donnent une asymétrie droite-gauche dans le diagramme de Dalitz de 0,19 % $\pm$ 1 % .

Cette quantité est définie au chapitre IV par l'expression

$$A = \frac{N_{droite} - N_{gauche}}{N_{total}}$$

N_{droite} étant le nombre d'événements où, dans le système du η , l'énergie du pion positif est plus grande que celle du pion négatif.

Cette valeur de A est une valeur brute, obtenue sans aucune correction et sans ajustement cinématique. Les masses du π° et du η ne sont pas imposées, le signe de $T_+ - T_-$ a été pris comme étant celui de $M^2_{+\circ} - M^2_{-\circ}$ car

$$T_+ - T_- = \frac{M^2_{+\circ} - M^2_{-\circ}}{2M_\eta}$$

$M_{+\circ}$ étant la masse du système pion positif plus neutre, c'est-à-dire la masse manquante au neutron et au pion négatif.

B - ASYMETRIE AVEC AJUSTEMENT

Nous avons vu que 99,5 % des événements sélectionnés donnaient un ajustement avec un χ^2 plus petit que 25 .

La valeur de A obtenue avec les paramètres ajustés, donc avec les masses du

π° et du η imposées, est

$$A = (0,12 \pm 1)\% .$$

L'ajustement ne perturbe pas l'asymétrie.

C - INTERACTIONS SECONDAIRES

Chacun des pions traverse une certaine quantité de matière avant d'être détecté. Le spectre en impulsion des pions se situe sur le flanc de montée du pic de la section efficace dû à la première résonance pion-nucléon.

La section efficace de réinteraction n'est donc pas constante, d'autre part, les pions positifs interagissent trois fois plus souvent que les pions négatifs sur l'hydrogène qu'ils traversent, ceci perturbe différemment les deux spectres.

Les particules doivent traverser quelques centimètres d'hydrogène liquide dans la cible, deux parois minces de mylar et une dizaine de centimètres d'air.

Environ 1 % des événements sont perdus par suite de l'interaction de l'un des pions dans l'hydrogène de la cible ou dans celui du mylar.

La quantité d'hydrogène traversée est calculée pour chaque trace, et l'événement est pondéré par l'inverse de la probabilité qu'aucun des pions n'ait interagi. La correction est de 0,2 % .

Les nouvelles valeurs de A sont

$$A = (0,39 \pm 1)\% \quad \text{sans ajustement}$$
$$= (0,31 \pm 1)\% \quad \text{avec ajustement.}$$

Cette correction très faible perturbe faiblement l'asymétrie.

D - SYMETRIE DE L'APPAREILLAGE

L'ensemble de l'appareillage : faisceau, aimants correcteurs, cible, scintillateurs, chambres à étincelles, grand aimant et compteurs à neutrons ont été alignés avec le maximum de précaution de sorte que l'asymétrie de part et d'autre d'un plan vertical passant par l'axe du faisceau soit réduite au minimum. Pour une polarité donnée du champ magnétique, les pions de même signe sont, pour la plupart, situés d'un même côté de ce plan de symétrie.

Ceci est dû à l'acceptance des chambres à étincelles, qui est beaucoup plus efficace lorsque les courbures des deux traces sont telles que leurs projections sur un plan horizontal ont tendance à se recouper.

Cette anisotropie de détection est un effet qui pourrait être une source d'erreur si certaines précautions n'étaient pas prises.

Une asymétrie dans le diagramme de Dalitz pourrait être créée expérimentalement pour les raisons suivantes :

- un défaut d'alignement entre les différentes parties de l'appareillage,
- une inhomogénéité asymétrique et non corrigée du champ magnétique du grand aimant,
- une différence d'efficacité gauche-droite des chambres à étincelles,
- une différence d'efficacité entre les compteurs à neutrons à gauche et à droite,
- un défaut de positionnement des marques fiducielles,
- des distorsions optiques causées par les prismes ou lentilles, qui soient asymétriques et non corrigées,
- une non-linéarité du balayage du HPD .

Toutes ces sources d'erreurs ont été étudiées soigneusement ; aucun effet important n'a été décelé. Cependant, vu la complexité de l'appareillage et le grand nombre de sources d'erreurs systématiques, il aurait été osé de prétendre mesurer proprement un effet précis.

E - RENVERSEMENT DU CHAMP MAGNETIQUE

Pendant toute la durée de l'expérience, les champs magnétiques du grand aimant et des deux aimants correcteurs ont été renversés périodiquement (toutes les douze heures). Renverser le champ magnétique revient, pour tout ce qui concerne la détection des pions, à remplacer le pion positif par le pion négatif. Dans ces conditions, tous les effets mentionnés plus haut, qui ont tendance à différencier les deux pions, seront de sens opposé, et les erreurs systématiques qui en résultent se compensent.

Les deux valeurs de A obtenues pour chacune des polarités du champ magnétique sont :

$$A^{+} = (0,9 \pm 1,4)\ \%$$

$$A^{-} = (-0,3 \pm 1,4)\ \%$$

Ces deux valeurs sont consistantes entre elles et chacune est compatible avec 0. On peut conclure que, s'il existe des erreurs systématiques pour les raisons citées plus haut, ces erreurs sont faibles. La compatibilité des deux valeurs constitue une preuve expérimentale globale de la symétrie de l'appareillage qui n'était pas indispensable pour la réalisation de cette expérience, mais elle est nécessaire pour la confiance qu'on peut accorder aux résultats.

Rappelons que, pour notre première publication [27] et lors de la Conférence de Berkeley 1966, les deux valeurs étaient

$$A^{+} = (2,6 \pm 1,4)\ \%$$

$$A^{-} = (-2,1 \pm 1,4)\ \%$$

la valeur moyenne étant $(0,3 \pm 1)\ \%$. Ceci était dû à une erreur de programmation dans l'interpolation du champ magnétique avec la carte de champ.

Il est rassurant de constater que l'asymétrie globale reste la même, le renversement du champ compense un tel effet.

F - COURBURE DU FAISCEAU INCIDENT

Inverser le champ magnétique revient à remplacer le pion positif par le pion négatif, pour tout ce qui concerne la détection des pions, les éventuelles dissymétries de l'appareillage sont compensées parce que ces dissymétries sont fixes et ne dépendent pas du sens du champ. Malheureusement, il reste quand même quelques asymétries qui ne sont pas compensées ; ce sont celles qui sont sensibles au champ magnétique et dont le sens varie avec la polarité de l'aimant. Les particules incidentes sont toujours négatives ; un léger décentrement du faisceau incident change de signe avec la polarité, donc donnera une erreur dans le même sens pour les deux signes du champ magnétique. Nous allons étudier cet effet en détail car c'est l'une des rares sources possibles d'une erreur systématique. La cible est située dans l'aimant, les particules incidentes sont déviées par le champ magnétique avant d'atteindre la cible. Les deux aimants correcteurs ont pour fonction de compenser l'effet du champ magnétique du grand aimant, en amont de la cible. La position de l'image doit être la même pour les deux champs et surtout la direction au centre de la cible doit être l'axe du système, donc ne doit pas changer quand le champ est inversé. Il s'est avéré que, pratiquement, cette condition n'a pas pu être réalisée complètement. Nous avons déjà vu que le sommet moyen se déplaçait de 3 à 4 mm quand la polarité du champ est inversée. L'angle moyen au milieu de la cible a été déterminé pour les deux champs en mesurant des traces du faisceau qui n'ont pas interagi dans la cible ; les valeurs trouvées sont -8 milliradians pour le champ négatif et +5,2 milliradians pour le champ positif. Le léger décentrement de la moyenne est dû au choix des axes de référence, lié aux marques fiducielles, il est sans effet ; ce qui est plus important, c'est que l'azimut incident ne soit pas constant. Ce faisceau incident fait un léger angle avec le plan de symétrie, angle qui change de signe avec le champ.

Ce phénomène crée deux sortes d'asymétries systématiques.

a) Détection des pions chargés

Il est clair que si la direction du méson η fait un certain angle avec le plan de symétrie, l'asymétrie mesurée ne sera pas nulle, elle sera d'autant plus importante que cet angle sera grand.

Si la répartition des mésons η est symétrique par rapport au plan de symétrie, il n'y aura pas d'asymétrie systématique. Le léger décentrement du faisceau casse la symétrie de l'azimut du η et donne une valeur de A légèrement positive pour les deux signes du champ magnétique.

b) Détection des neutrons

La deuxième conséquence de cette imperfection de la symétrie se voit sur la fig. 39. Les compteurs à neutrons ne sont pas également efficaces. Le décentrement du faisceau de quelques milliradians déplace le cône de l'angle limite du neutron et perturbe ainsi l'acceptance géométrique de chacun des compteurs, acceptance qui est très sensible à l'angle du neutron. Pour le champ positif, ce sont les compteurs à droite qui sont plus efficaces ; pour le champ négatif, ce sont les compteurs à gauche. Il est clair que l'azimut du η est très corrélé à celui du neutron, donc à la position du compteur, ce qui permet de dire qu'une différence d'efficacité gauche-droite pour les compteurs entraîne une dissymétrie de la distribution de l'azimut du η, donc une asymétrie systématique.

La fig. 40 montre l'asymétrie calculée par Monte Carlo pour chaque compteur pour chacun des champs magnétiques. On voit l'effet signalé plus haut ; plus le compteur s'écarte du plan de symétrie, plus l'asymétrie est importante. Le décentrement du faisceau agit de sorte que les compteurs symétriques n'ont pas exactement des asymétries opposées. C'est en prévision de ce genre d'effet que nous n'avons pas complété la couronne par des compteurs qui s'éloignent trop du plan de symétrie.

L'asymétrie résiduelle sera la somme des asymétries de chacun des compteurs, pondérées par leurs efficacités. On peut voir d'après les fig. 39 et 40 que les compteurs les plus efficaces sont situés du côté où il y a la moins forte asymétrie ; on peut déduire que pour la somme pondérée des asymétries, l'effet dû à la différence d'efficacité géométrique va en sens inverse de l'effet dû à la dissymétrie de la distribution azimutale du η .

La fig. 41 montre l'asymétrie expérimentale pour trois groupes de compteurs à neutrons et pour chacune des polarités du champ magnétique, elles sont compatibles avec celles qui sont calculées par Monte Carlo. Cet excellent accord et la reproduction des asymétries expérimentales attendues montrent que nous contrôlons parfaitement notre expérience.

La fig. 42 montre l'asymétrie en fonction du temps de vol. Sur la fig. 43 on peut voir l'asymétrie en fonction de la longueur de la trace la plus courte.

Sur la fig. 43 nous avons aussi représenté l'asymétrie en fonction de l'impulsion de la trace la moins énergique.

Enfin sur la fig. 44, on peut voir l'asymétrie en fonction du numéro de la photo, donc l'évolution durant la prise des clichés.

Aucun effet ne peut être décelé, ni sur ces différentes variations, ni sur de nombreuses autres qui ont été étudiées.

H - VARIATION DE L'ASYMETRIE AVEC CERTAINES CONSTANTES EXPERIMENTALES

Une erreur de calibrage du temps de vol, un champ magnétique central légèrement incorrect, une impulsion incidente un peu décalée ne changent pratiquement pas l'asymétrie. Par contre, l'azimut de la trace incidente, imposé pour chaque événement, et dont la valeur centrale a été déterminée comme nous l'avons déjà indiqué, pourrait avoir une influence non négligeable. Une erreur de 1 milliradian perturbe l'asymétrie de 0,15 %. Nous pensons avoir déterminé la valeur centrale à mieux que deux milliradians près. Si pour les deux champs magnétiques les erreurs sont de même signe, l'effet est compensé par le renversement de la polarité, par contre, s'ils sont de signes contraires, cela crée une asymétrie systématique. Nous avons ajouté 0,3 % à l'erreur sur le résultat final.

Cet effet est différent de celui du paragraphe F ; il est dû à l'incertitude sur la valeur imposée des azimuts incidents ; au paragraphe F nous avons traité les conséquences du décentrement du faisceau.

I - INFLUENCE DES REJETS DE LA CONTAMINATION

Une grande partie des événements rejetés par le HPD et le THRESH ont été remesurés sur des tables digitisées. Ces événements présentent une asymétrie de (-2,2 + 7) %. Sur un tiers des photographies il y a en même temps que les deux traces de l'événement, une particule du faisceau qui a traversé les chambres à étincelles pendant le temps de sensibilité. Ces événe-

ments n'ont pas été rejetés, la présence d'une troisième trace ne perturbe pas l'asymétrie ; pour les 3 982 événements elle est de $(0,2 \pm 1,6)$ %.

La contamination en événements parasites est inférieure à 1 % comme nous l'avons vu au chapitre III. Aucune mesure sérieuse de l'asymétrie de ce fond ne peut être faite, les cinq événements que nous avons détectés en basse énergie constituent une statistique insuffisante. Si l'on admet les valeurs déterminées en chambre à bulles [28] pour des pions de 820 MeV/c, qui donnent une asymétrie de fond de l'ordre de 7 %, cela entraînerait dans notre cas une erreur inférieure à 0,07 %. Afin de montrer l'influence des coupures effectuées pour sélectionner les événements, nous montrons, sur la fig. 44, l'asymétrie en fonction de la variable M_o^2 ; l'asymétrie ne dépend pas des coupures que nous avons faites sur cette quantité.

Sur la fig. 42, on peut voir l'asymétrie en fonction de Δz qui est une variable dont la valeur dépend de la convergence des deux traces et sur laquelle nous avions aussi coupé.

J – ASYMETRIE DANS LE LABORATOIRE

Il est clair qu'une erreur systématique quelconque causée par l'appareillage, la mesure, ou l'analyse va se traduire par une dissymétrie entre les deux pions dans le système du laboratoire. Si la cause de l'asymétrie provient d'un phénomène physique, donc du centre de masse du η , cette asymétrie doit s'atténuer par le passage au laboratoire. Par contre, si l'origine est localisée dans le laboratoire, la répercussion dans le centre de masse est affaiblie.

Dans notre cas, si un effet expérimental détruit une asymétrie dans le centre de masse, alors certains paramètres des pions doivent présenter dans le laboratoire une asymétrie beaucoup plus prononcée que celle qui est détruite.

D'une manière plus quantitative, on peut montrer que le signe de $T^+ - T^-$ dans le système du η est donné par le signe de l'expression suivante, qui est uniquement fonction des quantités dans le laboratoire

$$(M_p + E_i - E_n)(E_+ - E_-) - (\vec{p}_i - \vec{p}_n)(\vec{p}_+ - \vec{p}_-)$$

E et p désignant les énergies et les impulsions du pion incident, du neutron et des deux pions de désintégration dans le laboratoire.

Le signe du 1er terme sera le même que celui de $E_+ - E_-$, quantité qui permet de définir l'asymétrie dans le laboratoire, la contribution du deuxième terme où interviennent tous les angles est moins nette.

Sur notre lot d'événements, 20 % des événements ont dans le laboratoire une asymétrie opposée à celle qu'ils ont dans le η , ce qui montre que la corrélation est assez lâche. La relation précédente peut se mettre sous la forme

$$= E_o \, \Delta E_{+-} - \vec{p}_o \cdot \Delta\vec{p}_{+-}$$

$$= E_o \, \Delta E_{+-} - p_{x_o} \cdot \Delta p_{x+-} - p_{y_o} \cdot \Delta p_{y+-} - p_{z_o} \cdot \Delta p_{z+-}$$

Nous avons étudié la distribution de chacun des quatre termes. Les quatre valeurs des asymétries sont :

$(+0,35 \pm 1)$ % $(-0,09 \pm 1)$ % $(-1,8 \pm 1)$ % $(0,22 \pm 1)$ %

La distribution du troisième terme montre une asymétrie. Elle a été reproduite par Monte Carlo et est entièrement expliquée par le décentrement du faisceau dans le plan horizontal, que nous avons discuté avec détails. Cet effet ne peut être détecté globalement, mais nous voyons que dans ce mode de décomposition il apparaît d'une manière plus évidente. Le décentrement de ce terme se répercute très peu sur la somme car la disposition des compteurs à neutrons a été choisie telle que P_{y° reste faible, d'autre part, Δp_{y+-} est petit, car les deux traces doivent en général être émises vers l'avant pour être détectées. Les largeurs à mi-hauteur des quatre distributions sont :

$$0,140 \ , \qquad 0,072 \ , \qquad 0,016 \qquad \text{et} \qquad 0,048 \ \text{GeV}^2$$

Finalement, nous pouvons prétendre avoir la quasi-certitude, à la suite des innombrables vérifications et recoupements, que notre valeur pour l'asymétrie $A = (0,3 \pm 1,1)$ % ne semble pas nécessiter de corrections supplémentaires afin de tenir compte des erreurs systématiques. Tous les effets que l'on peut imaginer sont négligeables par rapport à l'erreur statistique qui est de 1 %.

Le renversement du champ magnétique annule la plupart des effets possibles. La seule correction effectuée est celle qui tient compte des réinteractions dans l'hydrogène, correction qui est de 0,2 %.

La contamination en faux événements est négligeable.

Nous avons beaucoup insisté sur la détermination expérimentale de ce nombre. Le principal but de cette expérience était d'obtenir une mesure de A propre et précise.

K – COMPARAISON AVEC LES AUTRES RESULTATS

Trois valeurs de A étaient connues au moment où notre résultat fut publié.

La compilation de 1 300 η provenant de 14 anciennes expériences de chambres à bulles donnèrent une valeur de $A = (5,8 \pm 3,4)$ %.

L'Université de Duke [29] avec 355 η trouva une valeur encore plus asymétrique $A = (8,7 \pm 5,3)$ % . C'est une expérience en chambres à bulles qui, avec des K^- de 740 MeV/c utilisa la réaction de production $K^- + p \rightarrow \Lambda^\circ + \eta$.

Les Universités de Columbia [28] et de Stony Brook avec 1 350 η trouvèrent une asymétrie de $(7,2 \pm 2,8)$ % dans la réaction $\pi^+ + D \rightarrow p + p + \eta$ en chambre à bulles avec des pions de 820 MeV/c. Sur la base des trois résultats précédents qui donnent une valeur moyenne de $(6,8 \pm 2)$ % , les derniers auteurs concluèrent à une violation de C dans la désintégration du méson η , la probabilité pour que C ne soit pas violé étant de 8.10^{-4} .

Le tableau suivant résume la situation telle qu'elle a été donnée à la Conférence de Berkeley (septembre 1966).

Laboratoires	Nombre de η	Techniques	Réaction	Impulsion incidente	A
Compilation 14 expériences	1300	Chambres à bulles			$5,8 \pm 3,0$
Duke	565	"	$K^- + p \rightarrow \Lambda + \eta$	740 MeV/c	$4,1 \pm 4,1$
Columbia	1351	"	$\pi^+ + D \rightarrow p + p + \eta$	820 MeV/c	$7,2 \pm 2,$
Saclay-Rutherford	705	"	$\pi^+ + D \rightarrow p + p + \eta$	820 MeV/c	$-6,1 \pm 4,$
Cette expérience	10700	Chambre à étincelles	$\pi^- + p \rightarrow n + \eta$	713 MeV/c	$0,3 \pm 1,1$

La valeur de l'Université de Duke avec plus de statistique est passée de 8,7 % à 4,1 % .

Une expérience Saclay-Rutherford Laboratory [30] faite avec la même technique et la même réaction que l'expérience de Columbia trouve le premier résultat négatif. Notre expérience, qui a un ordre de grandeur de plus dans la statistique, mais qui utilise une technique différente, trouve un résultat compatible avec 0 .

D'autre part, on ne peut accorder grande confiance au premier résultat ; ce sont des expériences qui n'ont pas été faites dans le but de mesurer A et la plupart des expériences ont un bruit de fond important. Il ne reste que le résultat de Columbia, qui est à 2,5 déviations standards de zéro.

Si l'on ajoute sans précautions toutes les expériences, on trouve une valeur $A = (1,2 \pm 0,8)$ % . Les auteurs des tables de Berkeley [31] avec un traitement statistique un peu plus évolué donnent comme valeur $A = 1,19 \pm 1,43$, avec un χ^2 de 11 pour 5 degrés de liberté, ce qui traduit le fait que cette moyenne est obtenue avec des expériences assez incompatibles.

L – ANALYSE DU DIAGRAMME DE DALITZ

La fig. 45 montre la distribution des événements sur le diagramme de Dalitz, A compatible avec 0 détruit toute évidence expérimentale de la violation de C dans la désintégration du η en 3 pions. Notre grande statistique nous permet de pousser l'analyse un peu plus loin et d'étudier la répartition des événements dans le diagramme de Dalitz.

1. Isospin 2

Nous avons vu qu'en présence d'interactions dans l'état final, l'interférence entre l'élément de matrice $T = 1$ qui conserve C et l'élément de matrice $T = 2$ qui viole C, pouvait donner naissance à une asymétrie gauche-droite dans le diagramme de Dalitz. Ces interactions dans l'état final sont mal connues et varient pour les différents endroits du diagramme. L'asymétrie gauche-droite est l'intégrale des interférences ; cette intégrale pourrait s'annuler

même s'il existe des asymétries locales ; l'interférence change de signe quand le déphasage entre les deux amplitudes passe par 90°.

La fig. 46 montre l'asymétrie gauche-droite en fonction de T_o, donc pour différentes valeurs de la masse des 2 pions chargés.

D'autre part, nous avons vu que l'élément de matrice le plus simple pour $I = 2$ était proportionnel à X, donc il est nul sur l'axe de symétrie et très important pour les grandes valeurs absolues de X. L'interférence devrait donc se manifester essentiellement sur les bords du diagramme.

La fig. 46 montre l'asymétrie en fonction de la valeur absolue de X, c'est-à-dire les différences de populations pour les tranches de X symétriques par rapport à l'axe des Y. Pour un déphasage constant l'asymétrie devrait avoir une variation linéaire si on admet l'élément de matrice le plus simple.

2. Isospin 0

L'élément de matrice le plus simple s'écrit

$$M \sim (T^+ - T^-)(T^- - T^\circ)(T^\circ - T^+)$$

Une interférence avec $I = 1$ pourrait se traduire par une différence de population entre les sextants pairs et les sextants impairs. L'asymétrie A_o définie au chapitre IV est égale à $(-0,2 \pm 1,1)$ %.

L'élément de matrice précédent s'annule sur les trois axes et ne devient important que sur les bords de chaque sextant. La fig. 47 montre la variation de A_o en fonction de la valeur absolue de l'élément de matrice. A_o devrait devenir important pour les grandes valeurs absolues de $M_{I=0}$.

Une analyse plus raffinée et plus quantitative est en train de se faire afin d'étudier les variations de la densité des événements dans le diagramme. Cela nécessite un grand effort car l'efficacité de l'appareillage doit être calculée soigneusement pour chaque point du diagramme de Dalitz. Dans ce travail, nous avons essentiellement montré que l'efficacité était symétrique.

II – DESINTEGRATION $\eta - \pi^+ \pi^- \gamma$

L'asymétrie droite-gauche dans ce mode de désintégration est aussi une mesure de la conservation de la conjugaison de charge, comme nous l'avons vu dans le chapitre IV.

Nous disposons de 1 620 désintégrations de ce type. La contamination non corrélée au méson η est négligeable ; cependant, il y a de l'ordre de 13 % de fond provenant de la désintégration en trois pions ; cette contamination n'introduit pas d'asymétrie.

Ces résultats sont :

A	brut	$(1,4 \pm 2,5)$%
	avec pondération	$(1,6 \pm 2,5)$%
	avec ajustement	$(1,3 \pm 2,5)$%

A	pondéré et ajusté	$(1,5 \pm 2,5)\%$
	champ positif	$(0,5 \pm 3,5)\%$
	champ négatif	$(2,6 \pm 3,5)\%$

Nous ne rediscuterons pas les éventuelles asymétries expérimentales qui sont essentiellement les mêmes que pour l'autre mode de désintégration.

La fig. 48 montre l'asymétrie en fonction de M_n^2 pour les événements de l'histogramme de la fig. 36. On peut voir que la coupure sur M_n n'affecte pas d'asymétrie.

Sur la fig. 49, on peut voir l'asymétrie en fonction de la valeur absolue du cosinus de l'angle du pion positif par rapport au γ dans le système du dipion. Les courbes de la fig. 38 montrent que l'élément de matrice de la transition quadrupolaire, donc qui viole C est nulle pour ce cosinus voisin de 0 .

La fig. 50 montre la variation d'asymétrie en fonction de l'impulsion du γ dans le système du η , donc en fonction de la masse du dipion. Le déphasage entre les ondes P et D pourrait varier avec la masse des 2 pions, donc perturber l'asymétrie.

Cependant, il faut signaler que la coupure sur M_n^2 rejette un certain nombre de bons événements avec de petites impulsions pour le γ ; ceci se voit sur la fig. 51.

Cette faible efficacité pour les grandes masses de dipion amoindrit la signification de notre résultat. Il est évident que si des interférences ont lieu pour les fortes masses du dipion, nous ne pouvons les détecter, d'autant plus que nous savons que des interactions dans l'état final deviennent plus importantes vers les fortes masses.

Elargir la coupure sur M_n^2 pour être plus efficace, nous amènerait à accepter du bruit de fond provenant de la réaction $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^-$.

La fig. 48 montre que même les événements dus à cette réaction n'ont pas une asymétrie significative ; ce sont des événements avec M_n^2 voisin de 0,88 $(GeV/c^2)^2$.

Cette difficulté à isoler les gammas de faible énergie est commune à toutes les expériences qui ne détectent pas le γ . Il faudrait ou employer une chambre à bulles à liquide lourd, ou des chambres à étincelles avec des plaques épaisses. On pourrait aussi concevoir une expérience à haute énergie où l'effet Doppler pour le γ devient important et où l'impulsion du γ dans le système du η est très différente de celle dans le laboratoire.

L'asymétrie $(1,5 \pm 2,5)$ % est compatible avec 0 et avec les deux autres valeurs publiées : (-2 ± 17) % [32] et (-4 ± 8)% [33] .

CONCLUSION

Cette expérience avait pour but principal de mesurer la symétrie de charge dans les désintégrations chargées du méson η . Les deux asymétries mesurées sont $(0,3 \pm 1,1)$ % pour le mode de désintégration $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^\circ$ et de $(1,5 \pm 2,5)$ % pour le mode radiatif $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$. Il n'y a donc aucune évidence de violation de la conjugaison de charge dans ces modes de désintégration et nous pouvons conclure que s'il existe une asymétrie, elle est certainement très petite et nécessitera une expérience de bien plus grande envergure pour être décelée.

Notre principal problème était surtout de rechercher toutes les erreurs systématiques qui auraient pu se cacher à tous les stades de notre expérience. L'asymétrie publiée par les Universités de Columbia et de Stony Brook étant de 7,2 %, nous aurions dû voir un effet de 6,5 déviations standards.

Nous avons attaché une très grande importance à la propreté et à la correction de nos résultats.

Le problème de la violation de CP dans la désintégration du K_L° qui est au premier plan depuis plusieurs années, reste entier et il n'existe encore aucune explication satisfaisante. Cependant, l'effort expérimental fait dans cette direction et la particulière attention des théoriciens pour ce problème permettent de penser que la solution n'est plus très lointaine.

A l'issue de ce travail je voudrais témoigner ma gratitude à Messieurs les Professeurs S. GORODETZKY et P. CHEVALLIER qui m'ont dirigé vers le domaine de pointe qu'est la physique des particules élémentaires.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur A. BERTHELOT qui m'a accueilli dans le Département de Physique des Particules Elémentaires de Saclay et dont les encouragements et l'intérêt qu'il m'a toujours témoigné ont été d'un précieux secours.

Messieurs R. BARLOUTAUD, A. LEVEQUE et J. MEYER m'ont entièrement initié à la Physique des Hautes Energies, leur expérience, leurs conseils et leur aide ont été indispensables à ma formation de physicien.

Que Monsieur J. MEYER soit tout particulièrement remercié pour les initiatives efficaces et dynamiques qui ont permis de débuter ce travail dans les meilleures conditions, les conseils et les encouragements qu'il a prodigués tout au long de cette expérience ont été d'un précieux secours.

Travailler avec mes amis A.M. CNOPS, G. FINOCCHIARO et P. MITTNER du CERN, J.P. DUFEY, B. GOBBI et M.A. POUCHON de Zurich, fut pour moi un plaisir, ensemble nous avons connu des moments passionnants.

Mes remerciements vont particulièrement à Monsieur G. FINOCCHIARO qui dirigea cette expérience et dont la haute compétence et la gentillesse m'ont permis de m'initier à la technique des chambres à étincelles.

Que Messieurs A. MICHELINI, W. BEUSCH et G. BRAUTTI, du groupe CERN-ETH, soient remerciés pour l'aide et le soutien qu'ils nous ont apportés.

Cette expérience a bénéficié avec priorité de l'énorme puissance du CERN. A tous les stades nous avons rencontré beaucoup de compréhension et de diligence. La réussite de cette expérience est essentiellement due à la bonne marche et à la qualité de l'infrastructure du CERN. Le soutien de Monsieur le Professeur B. GREGORY et l'appui permanent de Monsieur le Professeur P. PREISWERK ont grandement contribué au bon déroulement de cette expérience.

Je remercie ici tous les ingénieurs et techniciens du PS et des ateliers, les programmateurs et les opérateurs de la calculatrice CDC 6 600 dont le concours nous fut indispensable.

L'utilisation du HPD a été possible grâce à Messieurs B. POWELL et P. ZANELLA, la programmation a été effectuée par Messieurs R.A. BOWEN et J.C. LASSALLE, Madame

B. POWELL a assuré la gestion des mesures, que tous trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

Je tiens aussi à remercier Madame L. GRIFFITHS et Monsieur A. LARRIBE pour leur aide dans la programmation. Je remercie tous les physiciens, théoriciens ou expérimentateurs qui nous ont encouragé dans notre entreprise et avec qui nous avons eu des discussions fructueuses, en particulier Messieurs les Professeurs M. JACOB, J. PRENTKI, C. RUBBIA et M. VELTMAN. Que les techniciens du groupe CERN-ETH ainsi que les mesureuses du CERN et de Saclay soient vivement remerciés pour le travail ingrat qui leur a été demandé.

Enfin, je voudrais remercier Madame O. LEBEY, Mademoiselle J. DURAND et Madame PEGUY pour le travail de dactylographie et de mise en page, ainsi que Monsieur R. EL-BEZE pour le soin qu'il a mis à faire les dessins.

Manuscrit reçu le 30 juillet 1968

REFERENCES

[1] J.H. CHRISTENSON, J.W. CRONIN, V.L. FITCH, R. TURLAY

Phys. Rev. Letters, 13, 138 (1964) ;

[2] G. BRAUTTI, G. FIDECARO, T. MASSAM, M. MORPURGO, Th. MULLER, G. PETRUCCI, E. ROCCO, P. SCHIAVON, M. SCHNEEGANS, A. ZICHICHI,

Nuovo Cimento, 38, 1861 (1965)

[3] P. ASTBURY, G. FINOCCHIARO, A. MICHELINI, D. WEBSDALE, C.H. WEST, W. BEUCH, B. GOBBI, M. PEPIN, E. POLGAR, M.A. POUCHON

Nucl. Instr. and Methods, 46, 61 (1967)

[4] P. M. BLACKALL, G.R. Mc LEOD, P. ZANELLA,

IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-12, 52 (1965) ;

[5] Bibliothèque du T.C., CERN

[6] T.D. LEE, C.N. YANG, Phys. Rev., 104, 254 (1956) ;

[7] J.M. GAILLARD, F. KRIENEN, W. GALBRAITH, A. HUSSRI, M.R. JANE, N.H. LIPMAN, G. MANNING, T. RATCLIFFE, P. DAY, A.G. PARHAM, B.T. PAYNE, A.C. SHERWOOD, H. FAISSNER, H. REITHLER

Phys. Rev. Letters, 18, 20 (1967) ;

J.W. CRONIN, P.F. KUNZ, W.S. RISK, P.C. WHEELER,

Phys. Rev. Letters, 18, 25 (1965) ;

[8] J.S. BELL, J.K. PERRING,

Phys. Rev. Letters, 13, 348 (1964)

[9] J. BERNSTEIN, N. CABIBBO, T.D. LEE,

Phys. Letters, 12, 146 (1964)

[10] X. de BOUARD, D. DEKKERS, B. JORDAN, R. MERMOD, T.R. WILLITTS, K. WINTER, P.S. SCHARFF, L. VALENTIN, M. VIVARGENT, M. BOTT-BODENHAUSEN,

Phys. Letters, 15, 58 (1965)

[11] W. GALBRAITH, G. MANNING, A.E. TAYLOR, B.D. JONES, J. MALOS, A. ASTBURY, N.H. LIPMAN, T.G. WALKER

Phys. Rev. Letters, 14, 383 (1965) ;

[12] M. LEVY, M. NAUENBERG,

Phys. Letters, 12, 155 (1964) ;

[13] V.L. FITCH, R.F. ROTH, J.S. RUSS, W. VERNON,

Phys. Letters, 15, 73 (1965)

M. BOTT-BODENHAUSEN, X. de BOUARD, D.G. CASSEL, D. DEKKERS, R. FELST, R. MERMOD, I. SAVIN, P. SCHARFF, M. VIVARGENT, T.R. WILLITTS, K. WINTER,

Phys. Letters, 20, 212 (1966) ;

C. ALFF-STEINBERGER, W. HEUER, K. KLEINKNECHT, C. RUBBIA, A. SCRIBANO, J. STEINBERGER, M.J. TANNENBAUM, K. KNITTEL,

Phys. Letters, 20, 207 (1966)

[14] L. WOLFENSTEIN,

Phys. Rev. Letters, 13, 562 (1964) ;

T.D. LEE, L. WOLFENSTEIN,

Phys. Rev. 138, B1490 (1965)

[15] C. RUBBIA, J. STEINBERGER,

Phys. Letters, 24B, 531 (1967) ;

[16] S. BENNET et al.

Communication à la Conférence Intern. de Heidelberg sur les Particules Elémentaires, 1967 (communication non publiée)

D. DORFAN et al.

Communication à la Conférence Intern. de Heidelberg sur les Particules Elémentaires, 1967 (communication non publiée)

[17] J. PRENTKI, M. VELTMAN

Phys. Letters, 15, 88, (1965) ;

[18] C. BALTAY, N. BARASH, P. FRANZINI, N. GELFAND, L. KIRSCH, G. LÜTJENS, J.C. SEVERIENS, J. STEINBERGER, D. TYCKO, D. ZANELLO,

Phys. Rev. Letters, 15, 591 (1965) ;

L. DOBRZINSKI, NGUYEN Huu Xuong, L. MONTANET, M. THOMAS, J. DUBOC, R.A. DONALD,

Phys. Letters, 22, 105 (1966)

[19] S. BARSHAY,

Phys. Letters, 17, 78 (1965)
Voir liste complète dans la référence 23 ;

[20] J. DUCLOS, D. FREYTAG, K. SCHLÜPMANN, V. SOERGEL, J. HEINTZE, H. RIESENBERG,

Phys. Letters, 19, 253 (1965) ;

[21] R.G. GLASSER, B. KEHOE, P. ENGELMANN, H. SCNHEIDER, L.E. KIRSCH,

Phys. Rev. Letters, 17, 603 (1966) ;

[22] C. ZEMACH,

Phys. Rev., 133, B1201 (1964) ;

[23] J. PRENTKI

C.R. de la Conf. Intern. d'Oxford sur les Particules Elémentaires, p. 47 (1965) ;

[24] T.D. LEE,

Phys. Rev., 139, B1415 (1966) ;

[25] B. BARRETT,

Phys. Rev., 141, 1342 (1966) ;

[26] C. BALTAY, P. FRANZINI, J. KIM, L. KIRSCH, D. ZANELLO, J. LEE-FRANZINI, R. LOVELESS, J. Mc FADYEN, H. YARGER,

Phys. Rev. Letters, 16, 1224 (1966) ;

[27] A.M. CNOPS, G. FINOCCHIARO, J.C. LASSALLE, P. MITTNER, P. ZANELLA, J.P. DUFEY, B. GOBBI, M.A. POUCHON, A. MULLER,

Phys. Letters, 22, 546 (1966) ;

[28] Columbia-Berkeley-Purdue-Wisconsin-Yale Collaboration,

Phys. Rev., 149, 1044 (1966) ;

[29] E. FOWLER,

Rapport de la Duke Univ., N° ORO 3065-9 (1966) ;

[30] A. LARRIBE, A. LEVEQUE, A. MULLER, E. PAULI, D. REVEL, B. TALLINI, P.J. LITCHFIELD, L.K. RANGAN, A.M. SEGAR, J.R. SMITH, P.J. FINNEY, C.M. FISHER, E. PICKUP,

Phys. Letters, 23, 600 (1966) ;

[31] A. ROSENFELD, A. BARBARO-GALTIERI, W.J. PODOLSKY, L.R. PRICE, P. SODING, C.G. WOHL, M. ROOS, W.J. WILLIS,

Rev. Modern Phys., 39, 1 (1967) ;

[32] F.S. CRAWFORD, R.P. Le ROY,

Phys. Rev. Letters, 16, 333 (1966) ;

[33] P.J. LITCHFIELD, L.K. RANGAN, A.M. SEGAR, J.R. SMITH, A. LARRIBE, A. LEVEQUE, A. MULLER, E. PAULI, D. REVEL, B. TALLINI,

Phys. Letters, 24B, 486 (1967).

LEGENDES DES FIGURES

Fig. 1 Plan d'ensemble de l'appareillage. La disposition des 14 compteurs à neutrons sur la couronne est aussi représentée.

Fig. 2 Schéma de l'aimant suivant un plan perpendiculaire au faisceau.

Fig. 3 Schéma de l'aimant suivant un plan parallèle au faisceau.

Fig. 4 Photographie de l'aimant et des compteurs à neutrons (photo CERN).

Fig. 5 Photographie de l'intérieur de la boîte à vide. On peut voir la cible et les branches des deux scintillateurs R qui entourent la cible.

Fig. 6 Schéma de l'électronique.

Fig. 7 Section efficace de la réaction $\pi^- + p \rightarrow n + \eta$.

Fig. 8 Ellipse représentant le vecteur impulsion du neutron dans le laboratoire pour des pions incidents de 713 MeV/c.

Fig. 9 Rapport de l'angle solide dans le laboratoire à celui dans le centre de masse en fonction de l'angle dans le laboratoire. La courbe du haut est pour le neutron vers l'avant, celle du bas pour le neutron vers l'arrière dans le centre de masse.

Fig. 10 Corrélation angle-impulsion du neutron dans le laboratoire pour trois énergies incidentes différentes. Le rectangle représente la zone définie par l'ouverture angulaire des compteurs et par l'intervalle accepté pour le temps de vol du neutron.

Fig. 11 Spectres mesurés du temps de vol du neutron pour trois impulsions incidentes différentes.

Fig. 12 Photographie d'un événement typique (photo CERN).

Fig. 13 Bloc-diagramme de l'analyse.

Fig. 14 Système de référence adopté.

Fig. 15 Mécanisme du déplacement latéral de l'étincelle sous l'action du champ électrique.

Fig. 16 Histogramme des différences des coordonnées Z des deux traces pour le point de meilleure convergence. La flèche montre l'endroit de notre coupure.

Fig. 17 Histogramme de la différence en Y pour les deux traces au point de meilleure convergence.

Fig. 18 Coordonnée X du sommet reconstitué. Les flèches indiquent les deux coupures.

Fig. 19 Coordonnée Z du sommet reconstitué.

Fig. 20 Coordonnée Y du sommet reconstitué pour chacun des signes du champ magnétique.

Fig. 21 Variation de l'efficacité de l'appareillage en fonction de la masse carrée des deux pions chargés. Les limites cinématiques pour les deux modes de désintégration sont indiquées en haut de la figure.

Fig. 22 Masse des deux particules chargées, la positive étant supposée être un proton.

Fig. 23 Début de la distribution de la masse des deux particules chargées dans l'hypothèse où ce sont des électrons.

Fig. 24 Distribution de M_n^2 pour tous les événements, M_n = masse manquante aux deux pions chargés.

Fig. 25 M_o^2 pour les événements qui ont $M_n^2 < 0,98\ (GeV/c^2)^2$. M_o est la masse manquante aux deux pions chargés et au neutron.

Fig. 26 Masse manquante aux deux pions chargés, la positive étant supposée être un proton. $M_n^2 < 0,75$, les élastiques ont aussi été enlevés par une coupure $M_{p\pi}^2 < 2\ (GeV/c^2)^2$.

Fig. 27 M_o^2 pour les événements où $M_n^2 > 0,98\ (GeV/c^2)^2$. Les flèches indiquent les limites choisies pour isoler les deux modes de désintégration.

Fig. 28 M_n^2 pour les événements provenant de l'expérience faite avec une énergie incidente plus faible (685 MeV/c).

Fig. 29 Partie de la distribution en M_n^2. L'histogramme est délayé par le choix d'un intervalle petit afin de bien montrer la séparation avec l'hypothèse $\pi^- \pi^+ n$. La flèche indique la coupure qui sépare les η.

Fig. 30 M_o^2 pour les événements avec $M_n^2 > 1,05\ (GeV/c^2)^2$.

Fig. 31 Masse proton-pion négatif pour les événements retenus comme $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\circ$.

Fig. 32 $M_{e^+ e^-}$ pour les événements retenus.

Fig. 33 Masse manquante à proton-pion négatif pour les événements retenus.

Fig. 34 M_n^2 pour la réaction $\pi^- + p \rightarrow p + \pi^- + \pi^\circ$. Les événements sont générés par un programme de Monte Carlo.

Fig. 35 Masse manquante à proton-pion négatif pour les bons événements et masse manquante à anti-proton - pion positif.

Fig. 36 M_n^2 pour les événements où $-0,01 < M_o^2 < 0,06\ (GeV/c^2)^2$. La flèche indique la coupure appliquée pour isoler les désintégrations $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ des événements $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n$.

Fig. 37 Contour et symétries du diagramme de Dalitz $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\circ$.

Fig. 38 Distribution angulaire théorique de l'un des pions par rapport au gamma dans le système du dipion pour l'élément de matrice $\Delta I = 1$ et $\Delta I = 2$.

Fig. 39 Nombre d'événements pour chacun des compteurs à neutrons, pour les deux signes du champ magnétique. Rappel de la disposition des compteurs.

Fig. 40 Asymétries attendues pour chacun des compteurs à neutrons pour les deux signes du champ magnétique. Les points sont obtenus par un programme de Monte-Carlo.

Fig. 41 Asymétries expérimentales pour trois groupes de compteurs. Les cercles sont les valeurs calculées par Monte Carlo.

Fig. 42 Asymétries en fonction du temps de vol et en fonction de la convergence des deux traces.

Fig. 43 Asymétries en fonction de la longueur projetée de la trace la plus courte et de l'impulsion de la particule la moins énergique.

Fig. 44 Asymétries en fonction de M_o^2. Asymétries en fonction du numéro du film.

Fig. 45 Répartition de nos points expérimentaux sur le diagramme de Dalitz.

Fig. 46 Asymétries en fonction de Y et de $|X|$. Y et X étant les coordonnées du diagramme de Dalitz.

Fig. 47 Asymétries entre sextants pairs et impairs en fonction de la valeur absolue de l'élément de matrice $I = 0$.

Fig. 48 Asymétrie en fonction de M_n^2 pour les événements où $-0,01 < M_o^2 < 0,006\ (GeV/c^2)^2$ qui sont histogrammés sur la fig. 36. La flèche A indique notre coupure.

Fig. 49 Asymétrie en fonction de la valeur absolue du cos θ^* défini pour la fig. 38.

Fig. 50 Asymétries en fonction de l'impulsion du γ dans le système du η.

Fig. 51 Efficacité de détection en fonction de $\overline{p}_\gamma$. La courbe en pointillés est l'efficacité calculée sans tenir compte de la coupure sur M_n^2 ($M_n^2 > 1,05\ (GeV/c^2)^2$).

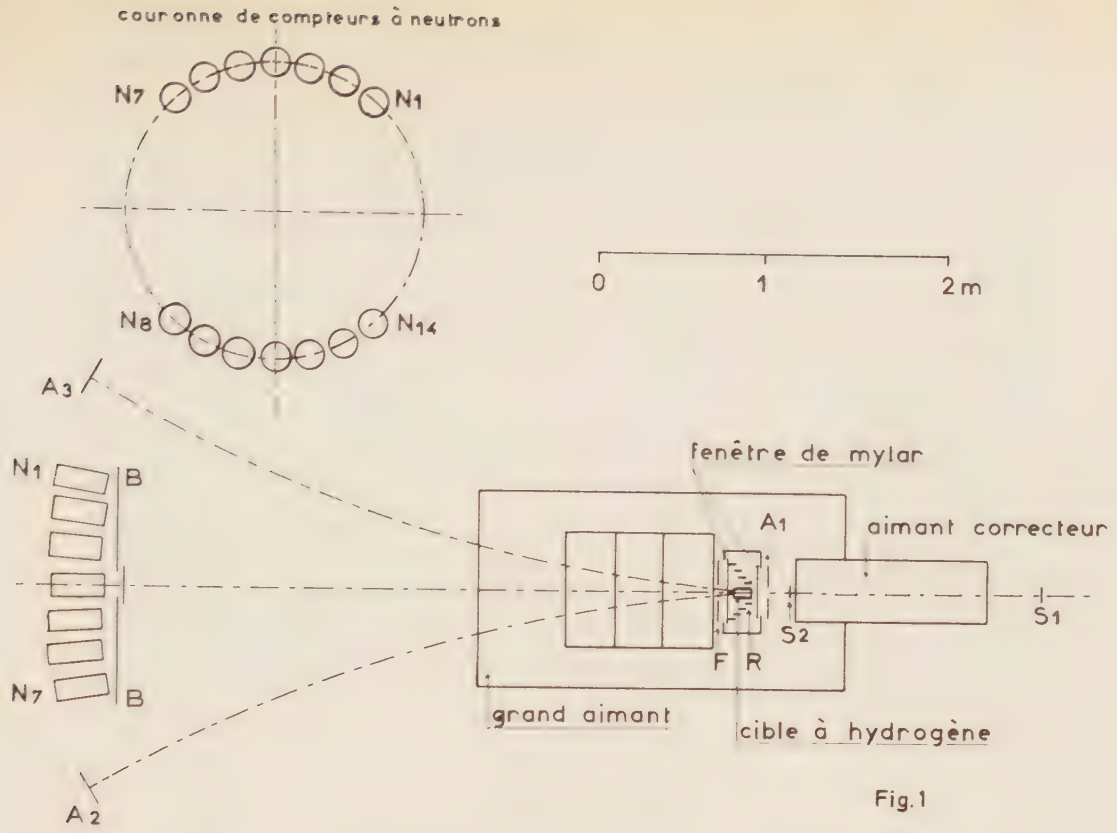

couronne de compteurs à neutrons
N7
N1
N8
N14
0
1
2 m
A3
N1
B
N7
B
A2
fenêtre de mylar
A1
aimant correcteur
S2
S1
F
R
grand aimant
cible à hydrogène

Fig. 1

Fig. 2

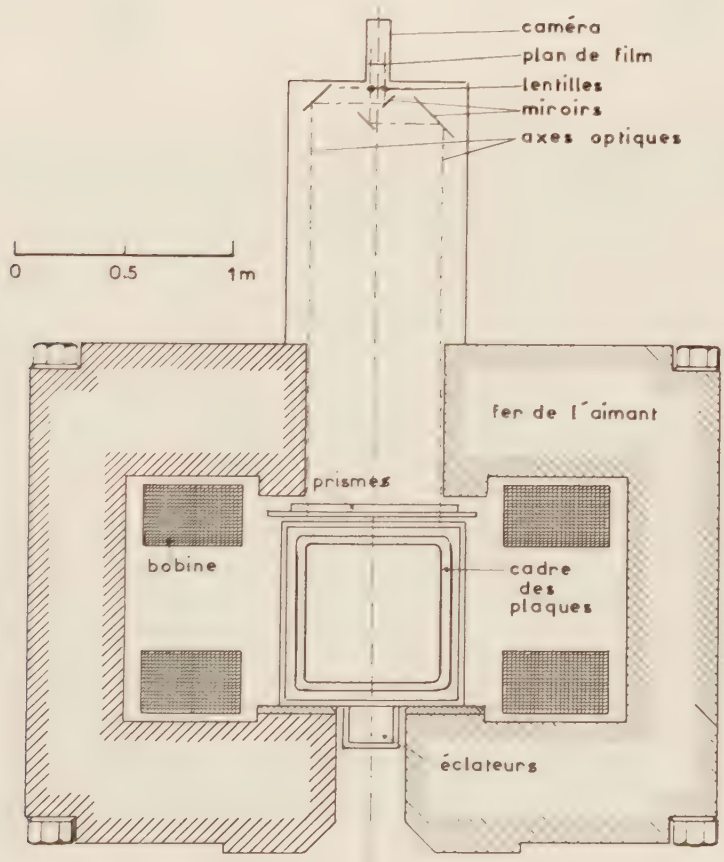
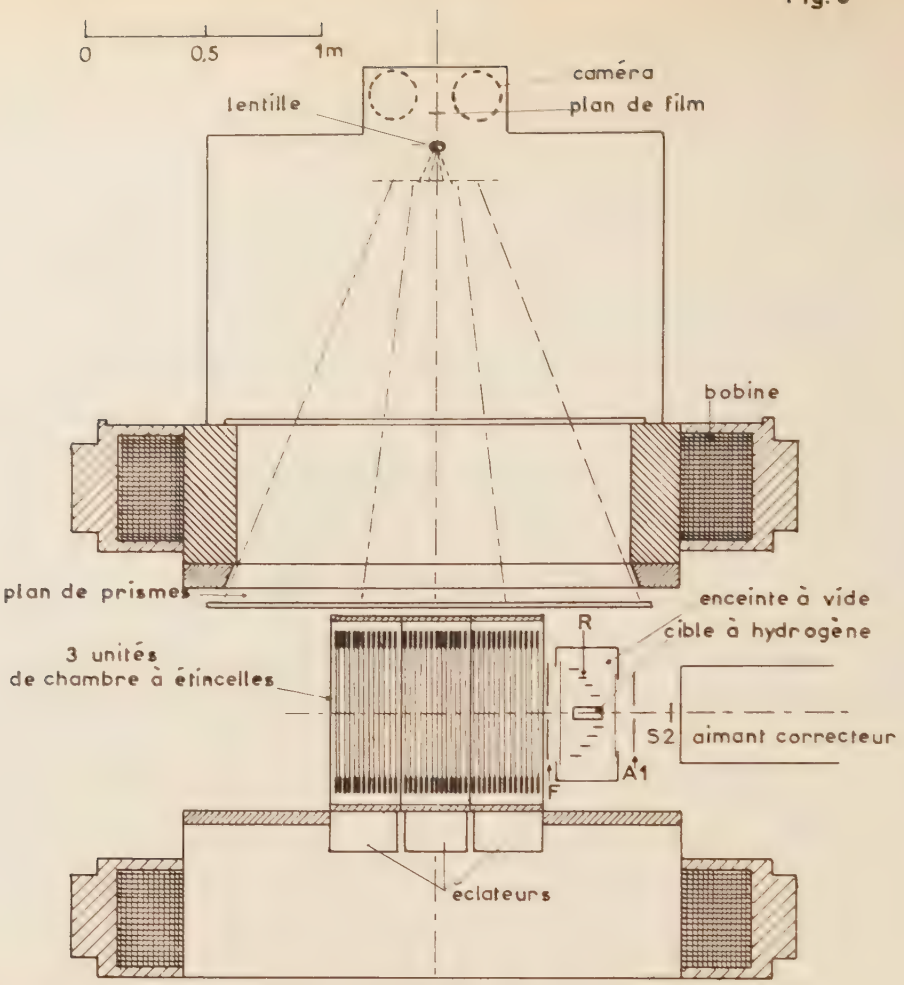

caméra
plan de film
lentilles
miroirs
axes optiques
0
0.5
1m
fer de l'aimant
prismes
bobine
cadre des plaques
éclateurs

Fig. 3



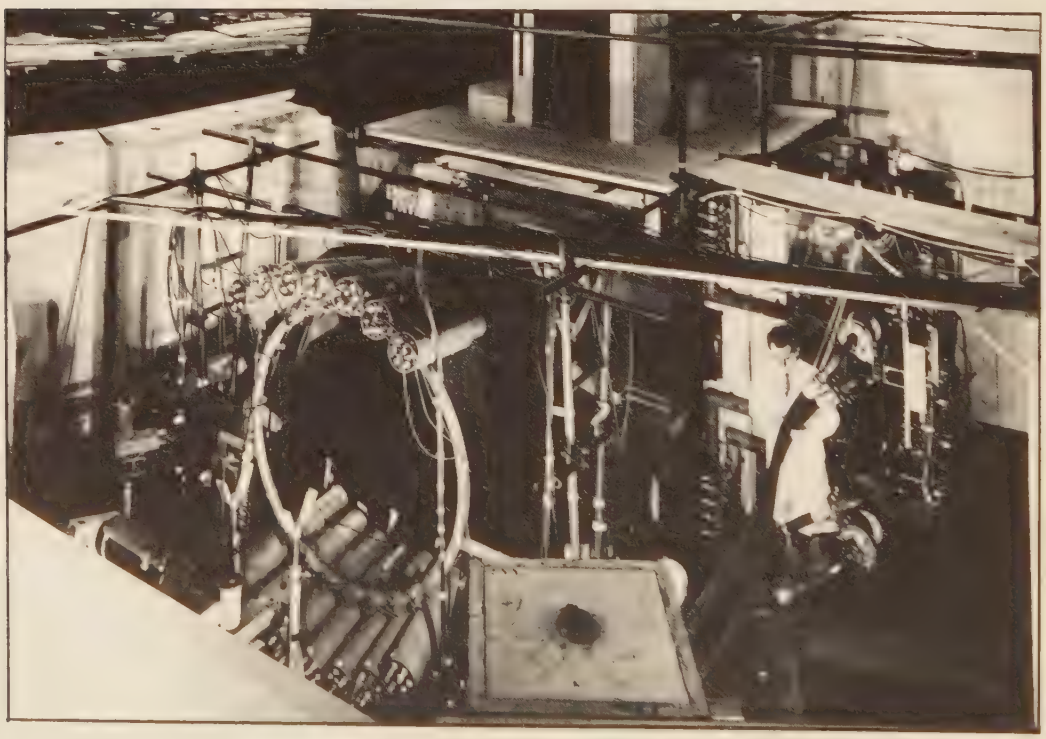


PHOTO CERN

- Fig. 4 -

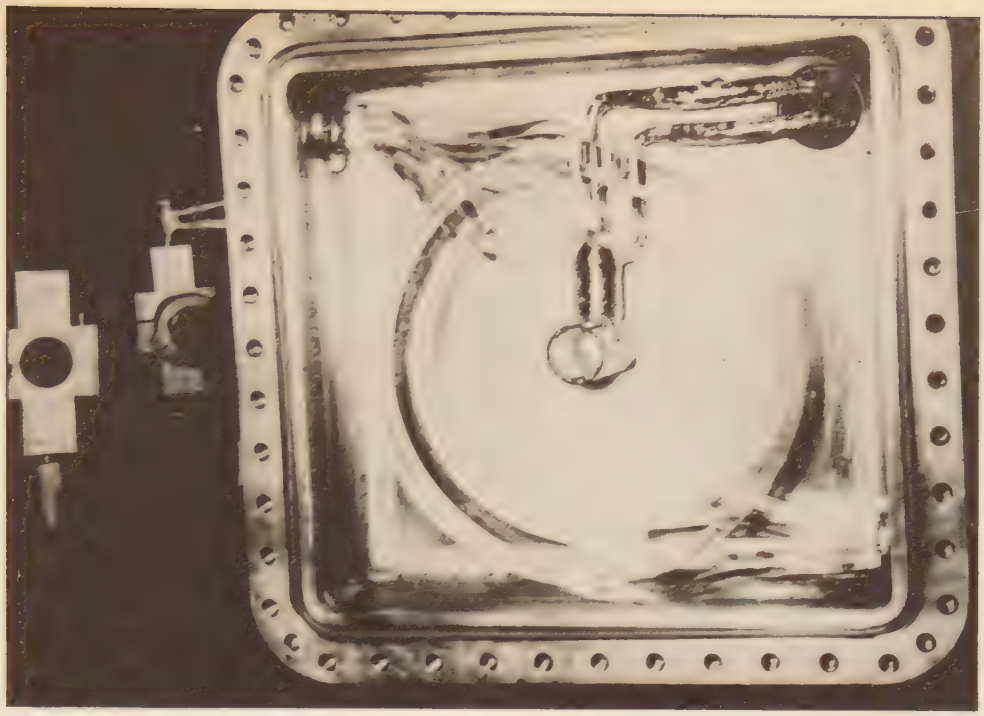
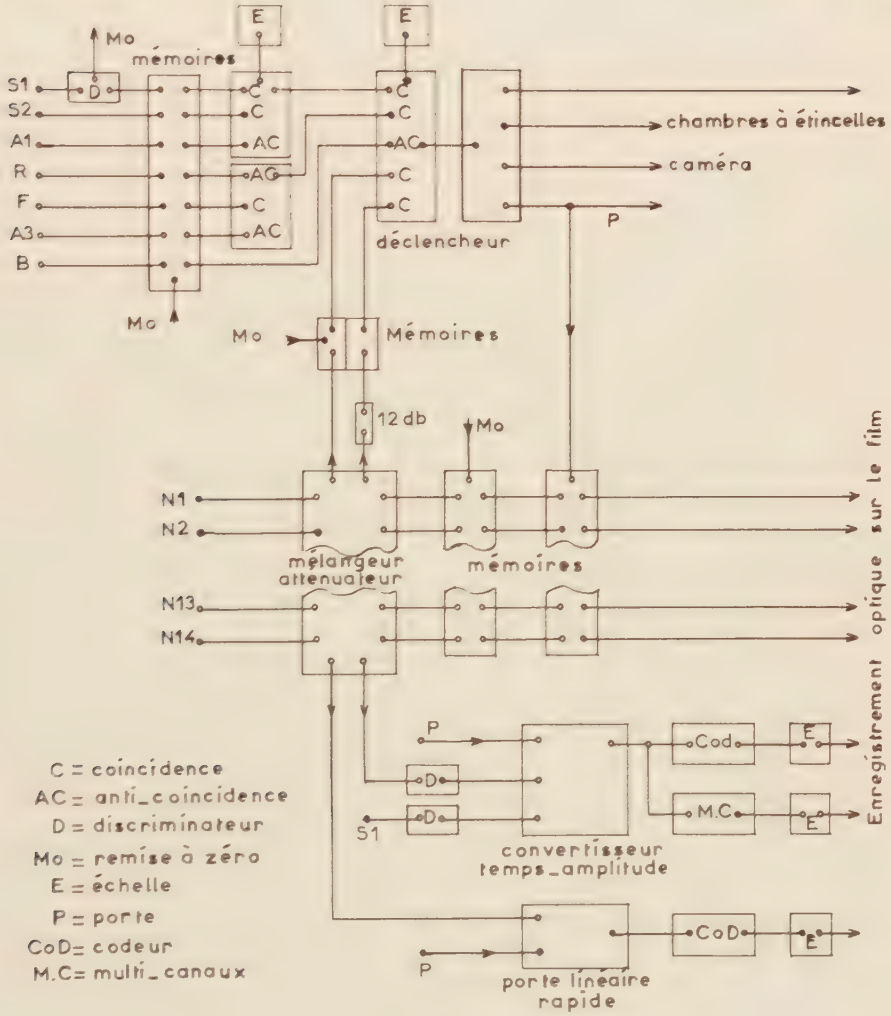


PHOTO CERN

- Fig. 5 -



- Fig. 6 -

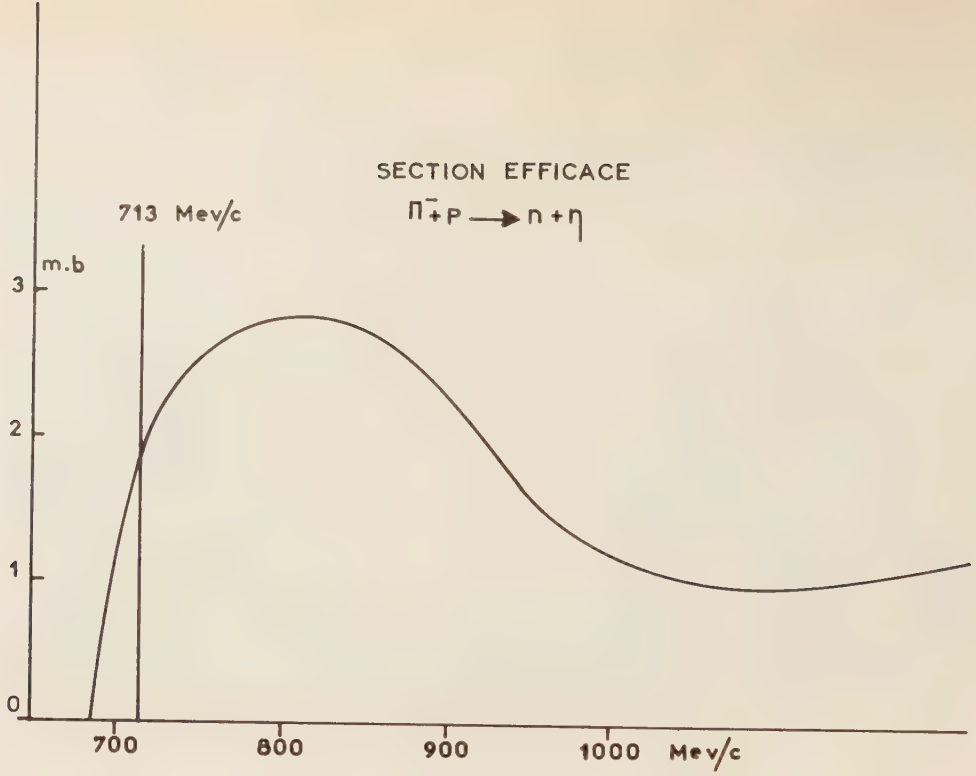

SECTION EFFICACE
713 Mev/c
$\pi^- + p \longrightarrow n + \eta$
m.b
3
2
1
0
700
800
900
1000 Mev/c

Fig.7

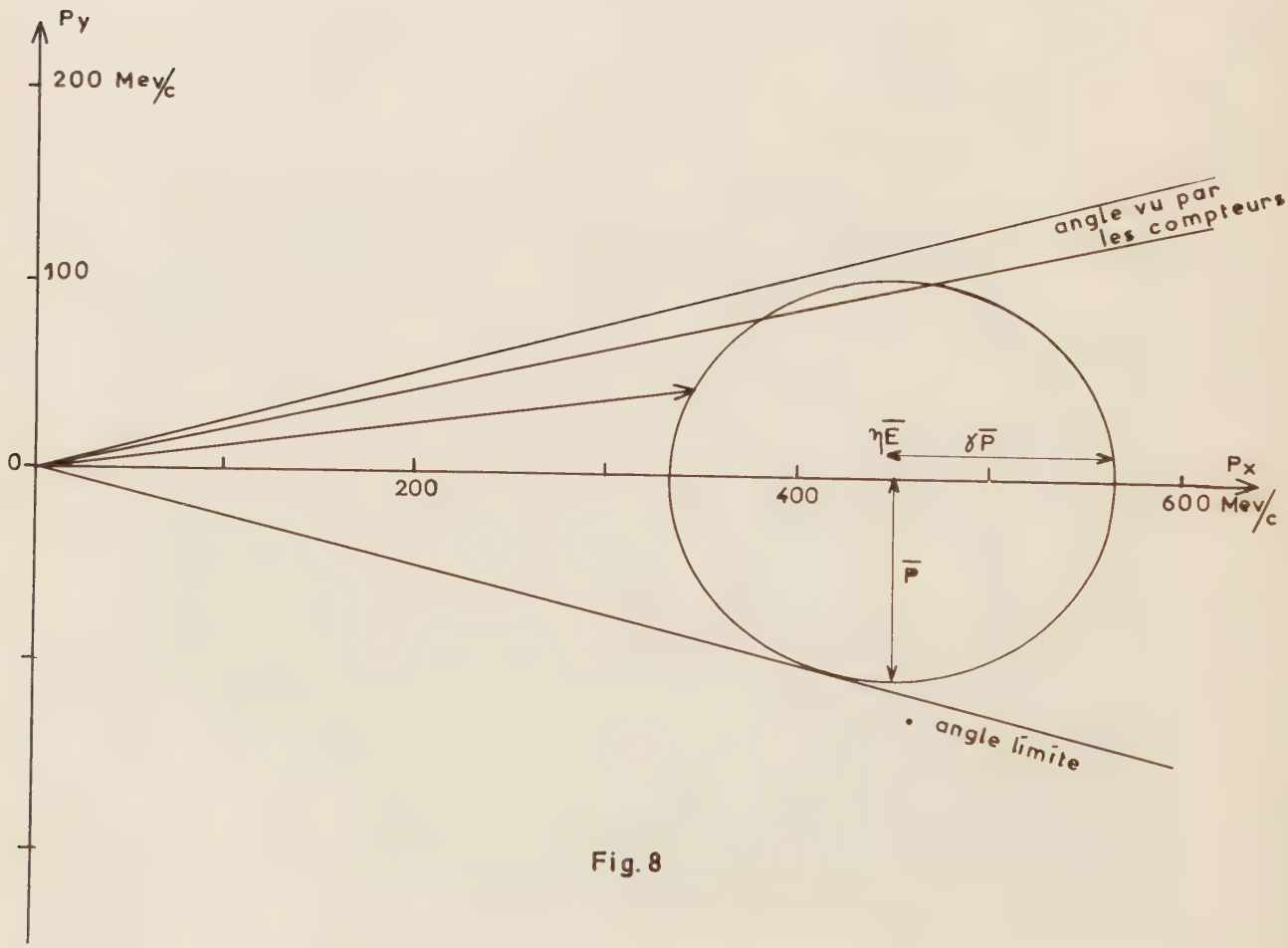

Py
200 Mev/c
100
0
200
400
600 Mev/c
Px
angle vu par les compteurs
$\eta\bar{E}$
$\gamma\bar{P}$
$\bar{P}$
angle limite

Fig. 8

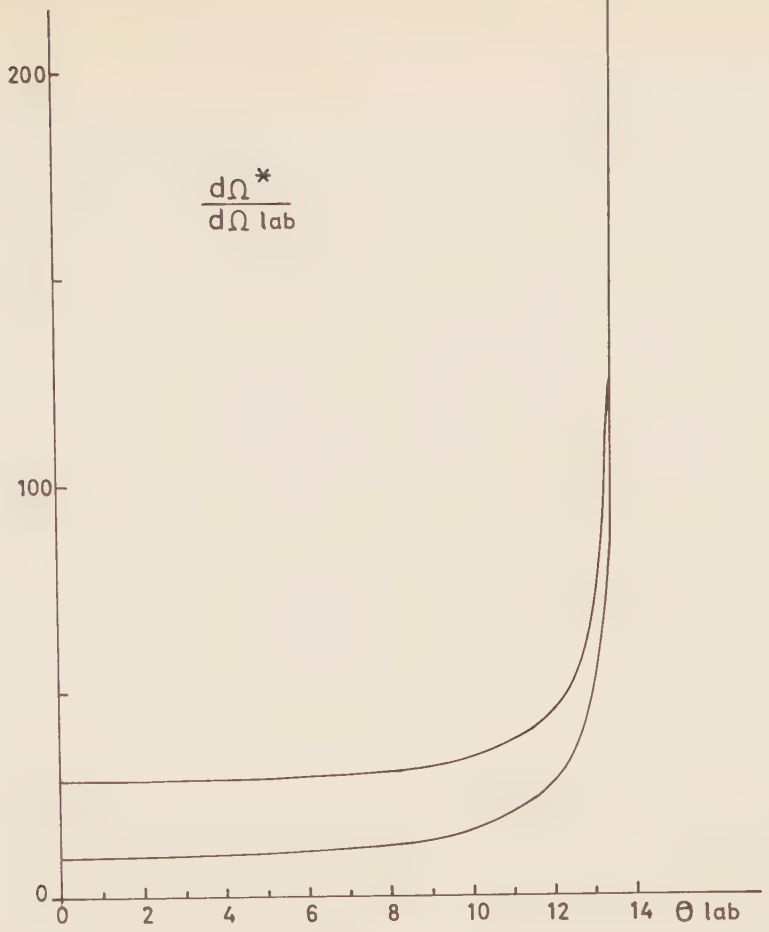

200
100
0
$\frac{d\Omega^*}{d\Omega\ lab}$
0
2
4
6
8
10
12
14
θ lab

Fig.9

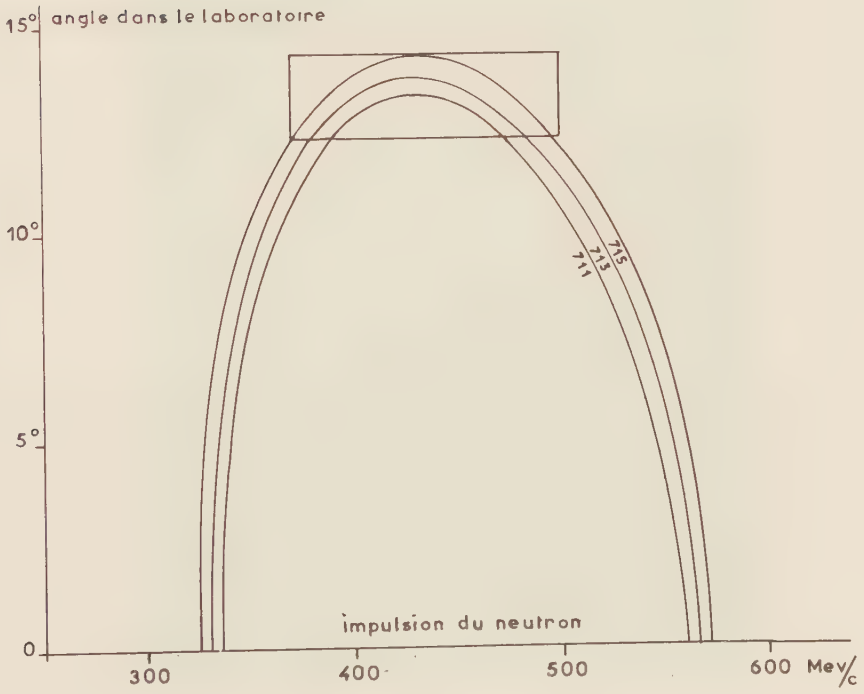

15°
angle dans le laboratoire
10°
5°
0
715
713
711
impulsion du neutron
300
400
500
600 Mev/c

Fig.10

Fig.11

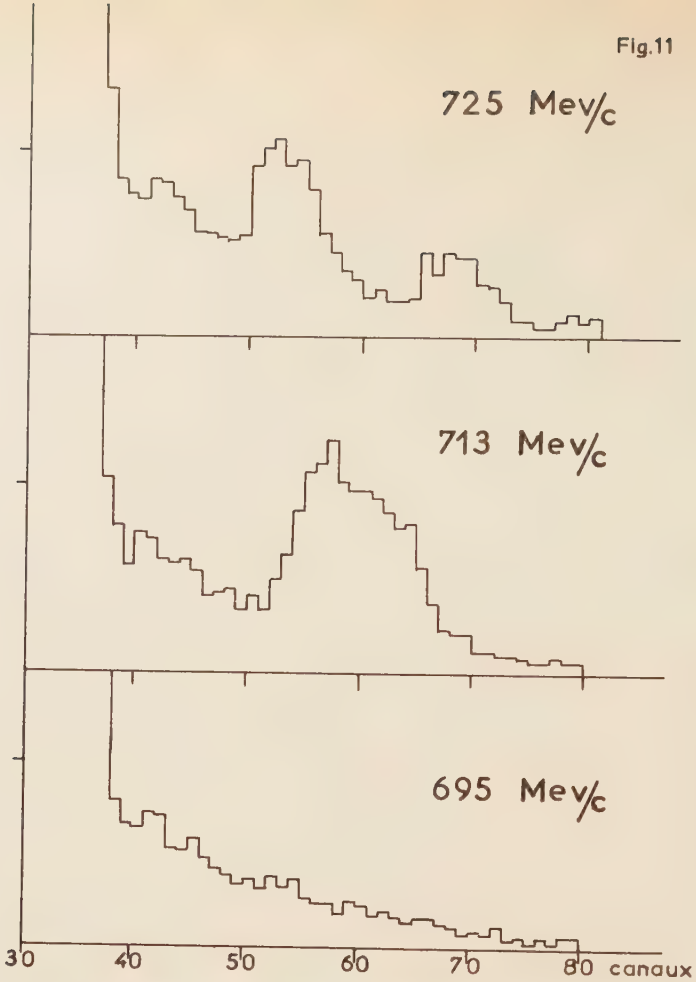


PHOTO CERN

- Fig. 12 -

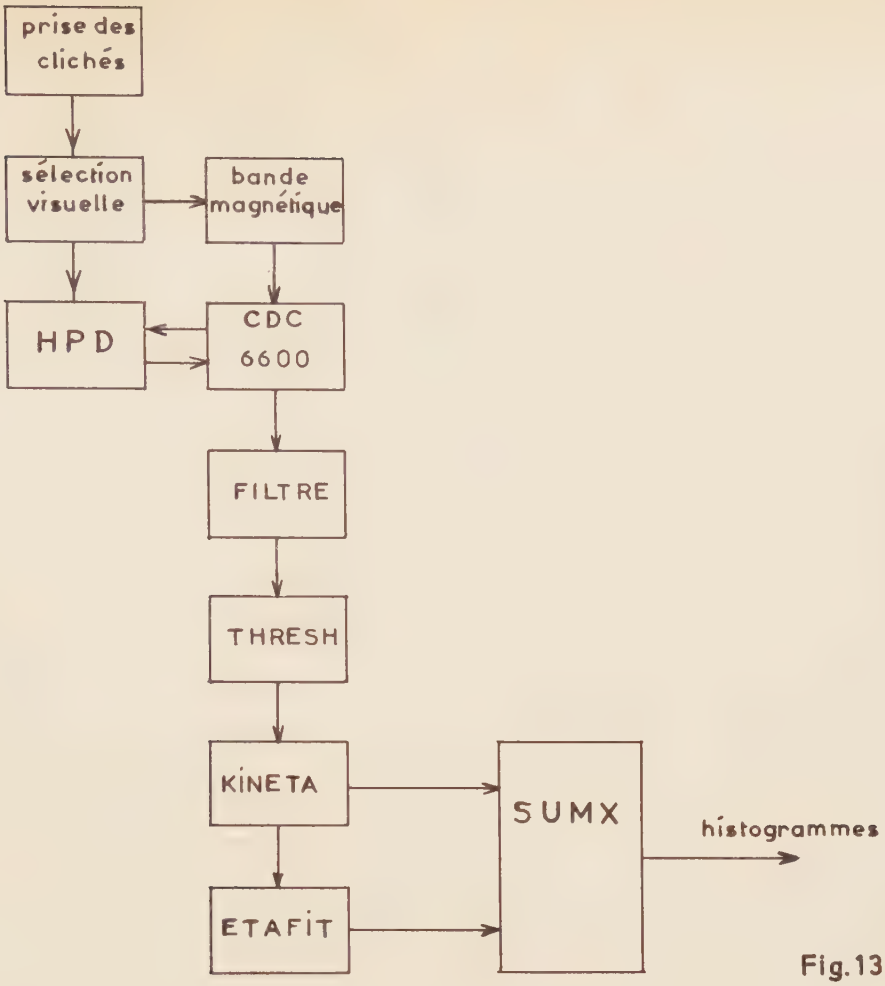
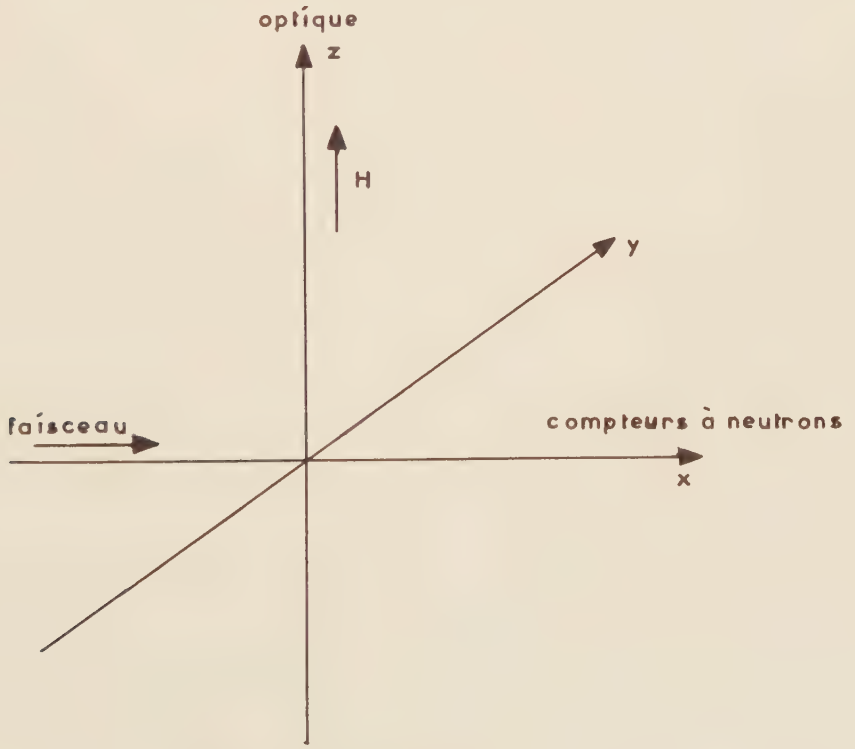
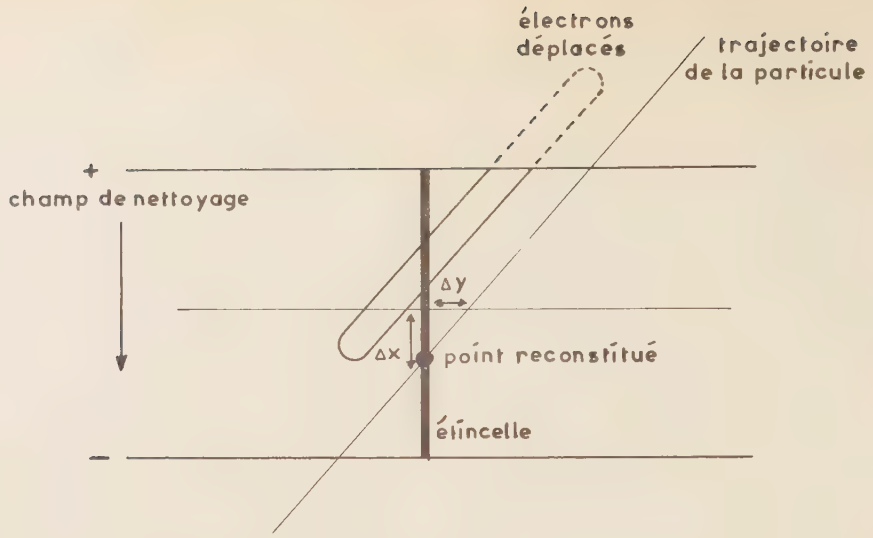


Fig.13



Système d'axes de référence

Fig.14



déplacement de l'étincelle sous l'action du champ électrique

Fig.15

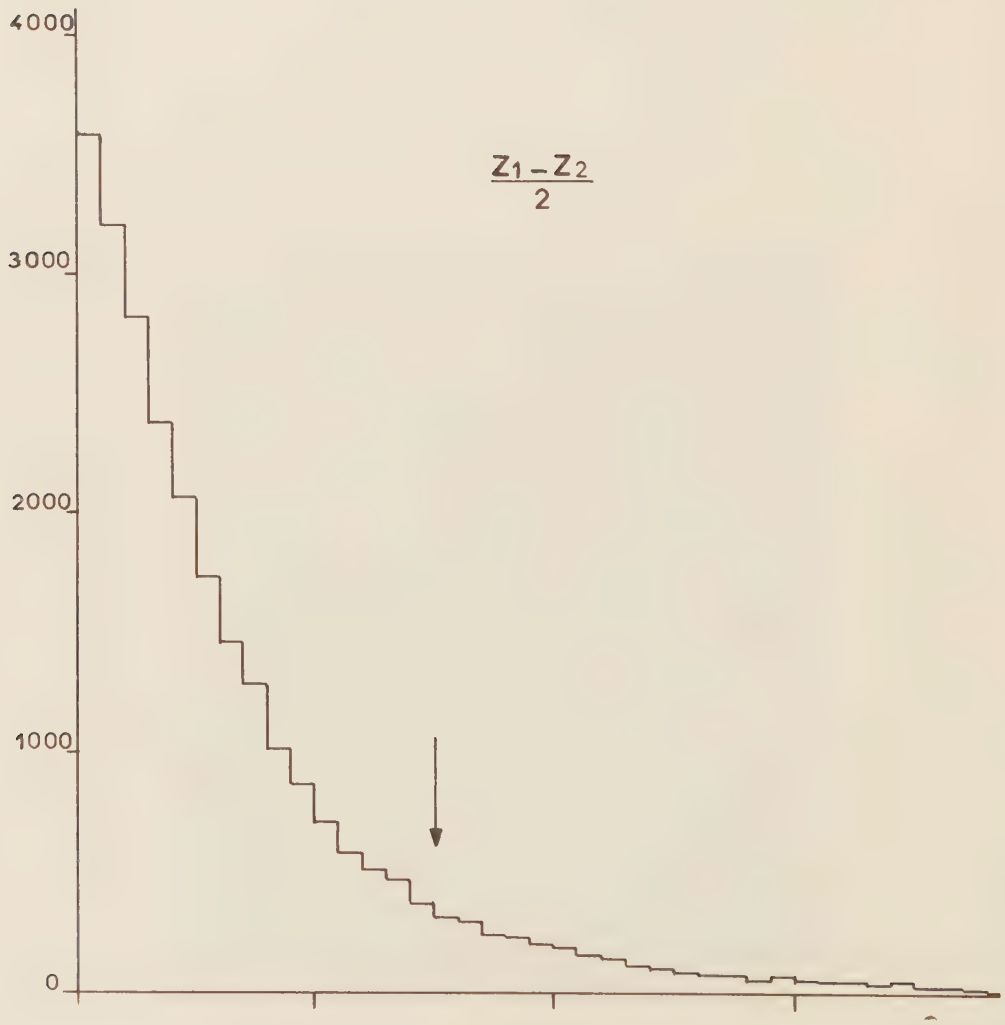


Fig.17

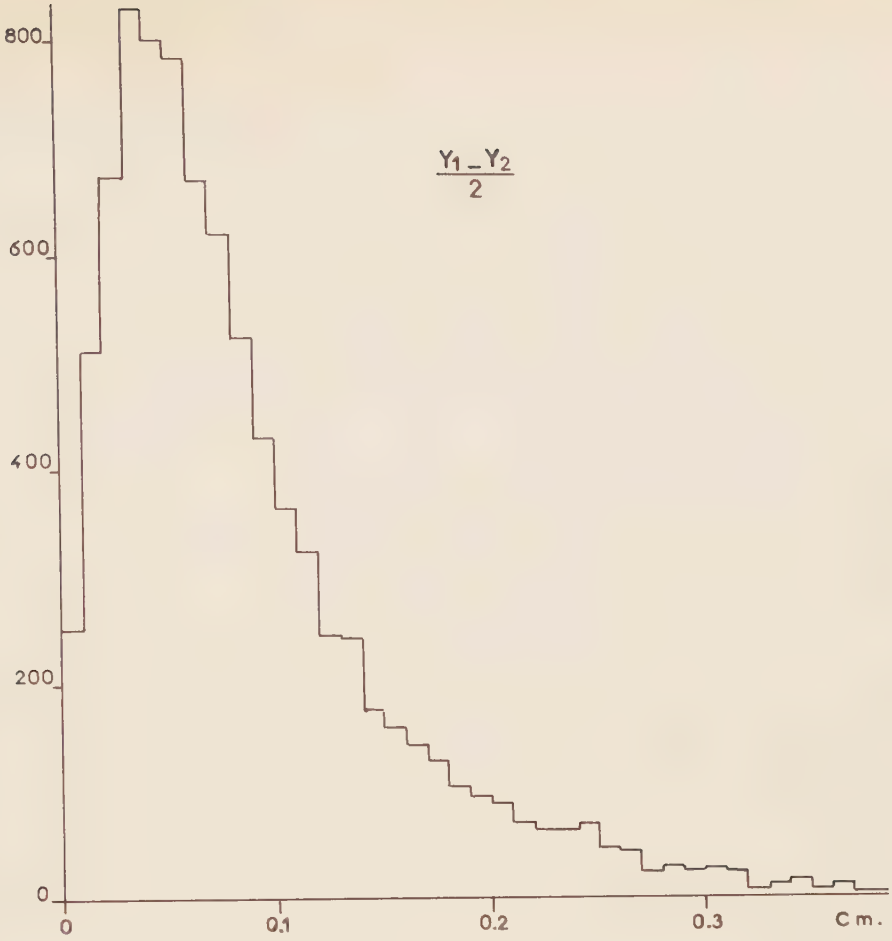


Fig.18

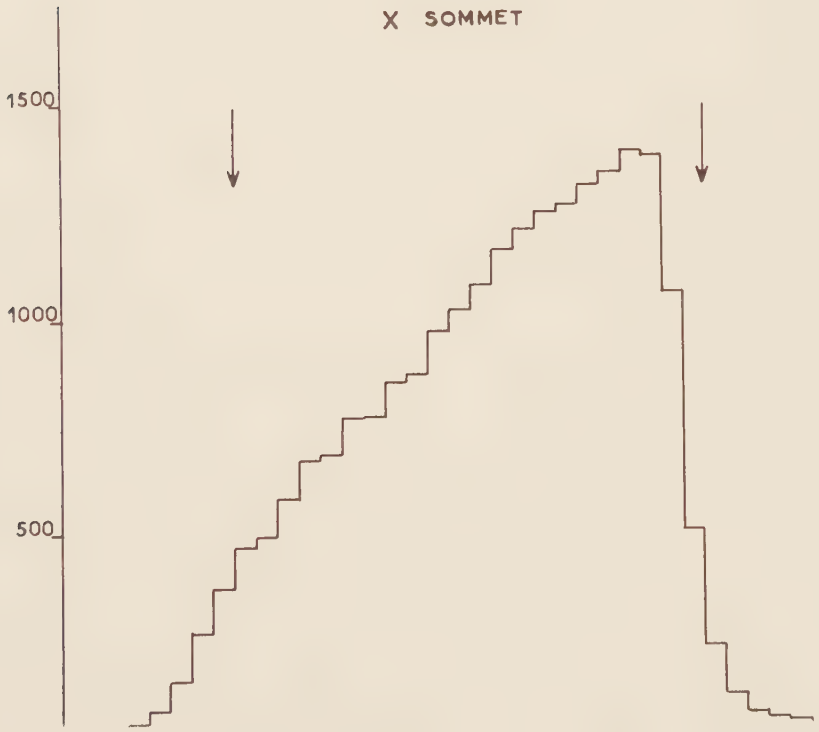


Fig.19

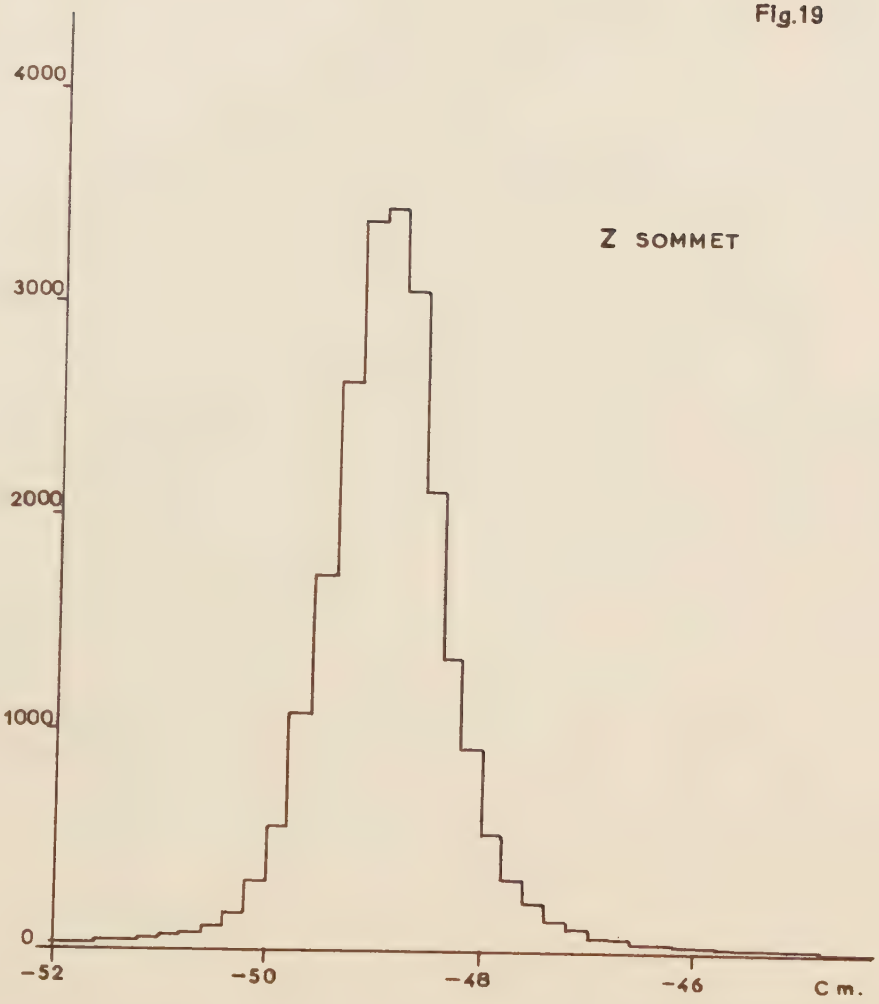
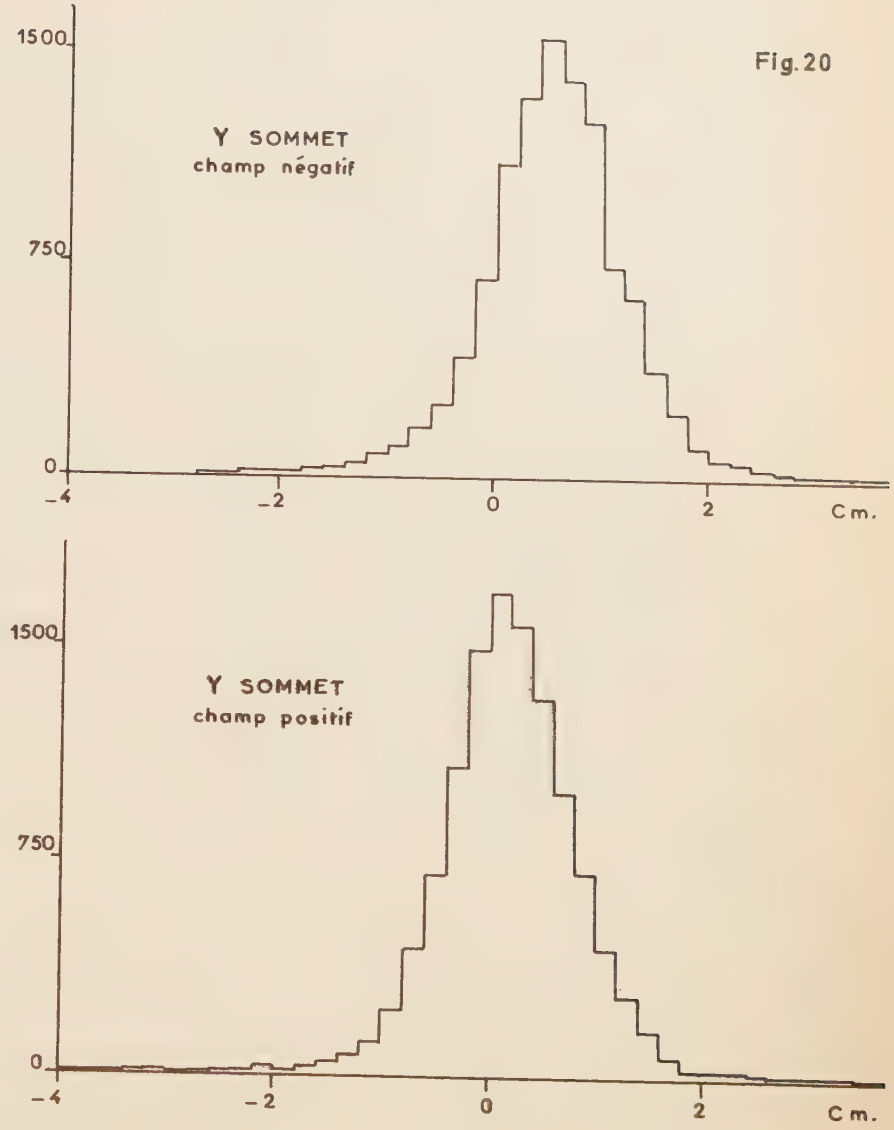

Z SOMMET
4000
3000
2000
1000
0
-52
-50
-48
-46
Cm.

Fig.20


Y SOMMET
champ négatif
1500
750
0
-4
-2
0
2
Cm.
Y SOMMET
champ positif
1500
750
0
-4
-2
0
2
Cm.

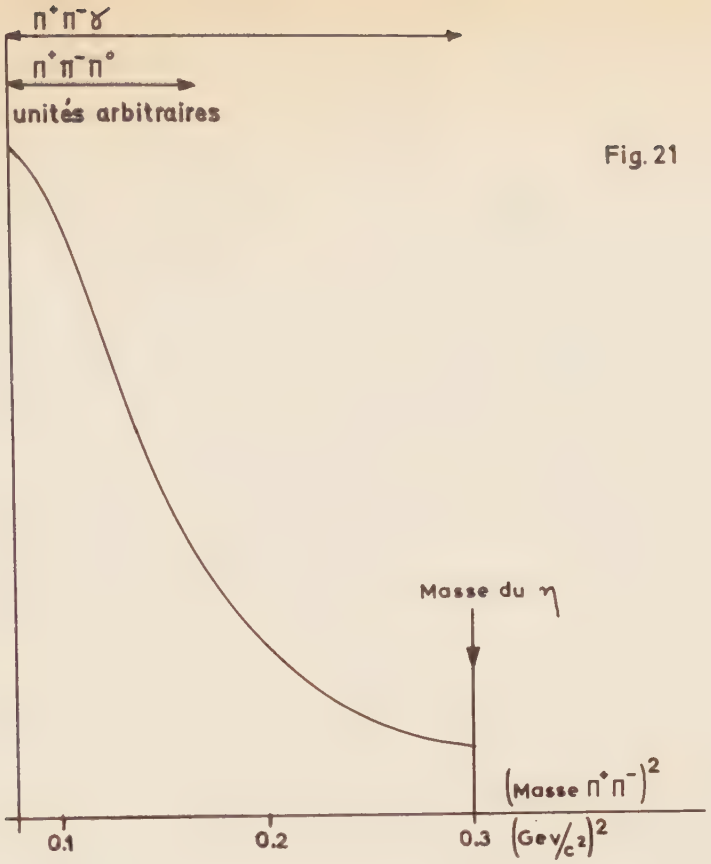

π⁺π⁻γ
π⁺π⁻π°
unités arbitraires
Masse du η
(Masse π⁺π⁻)²
0.1
0.2
0.3
(Gev/c²)²

Fig. 21

(M pπ⁻)²
1500
1000
500
0
1.15
1.5
2
2.5
(Gev/c²)²

Fig. 22

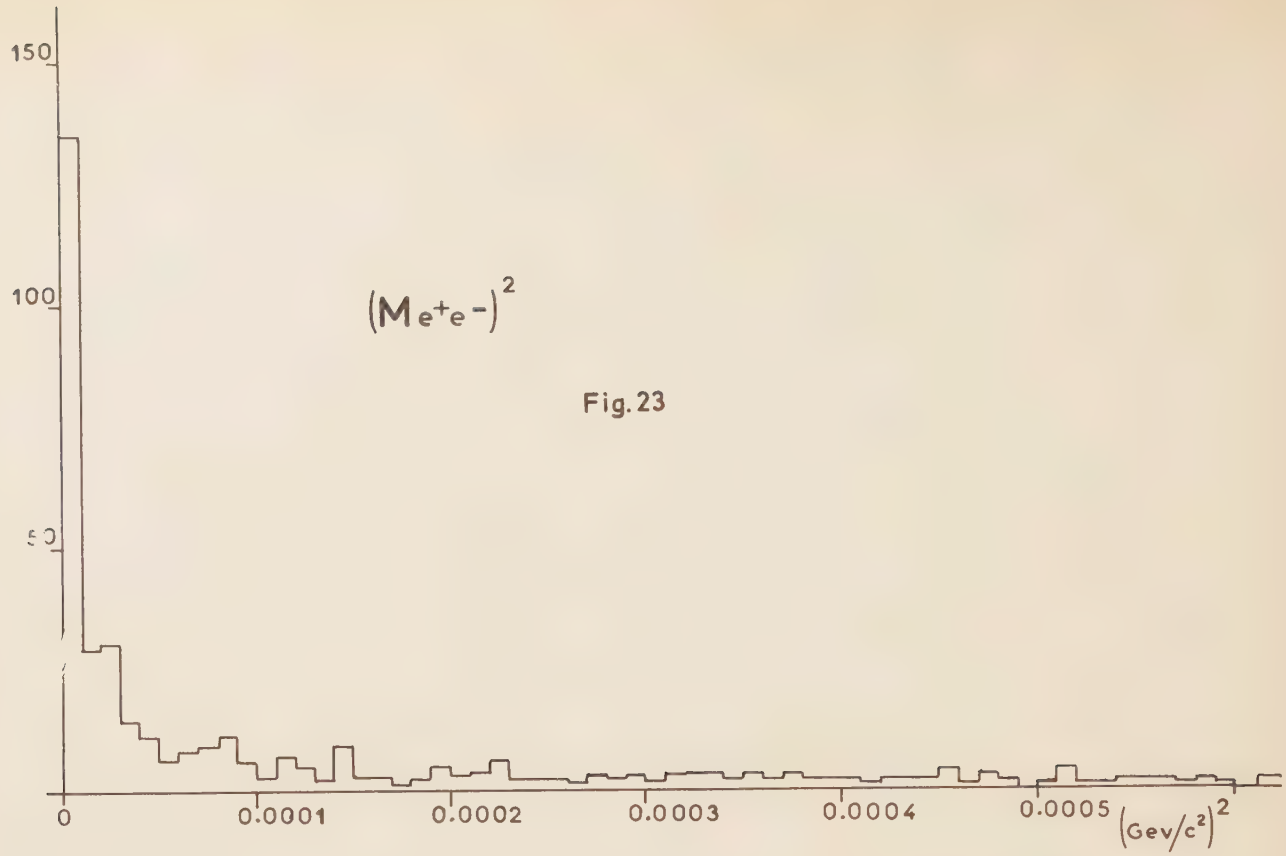

150
100
50
$(M e^+e^-)^2$
0
0.0001
0.0002
0.0003
0.0004
0.0005
$(Gev/c^2)^2$

Fig. 23

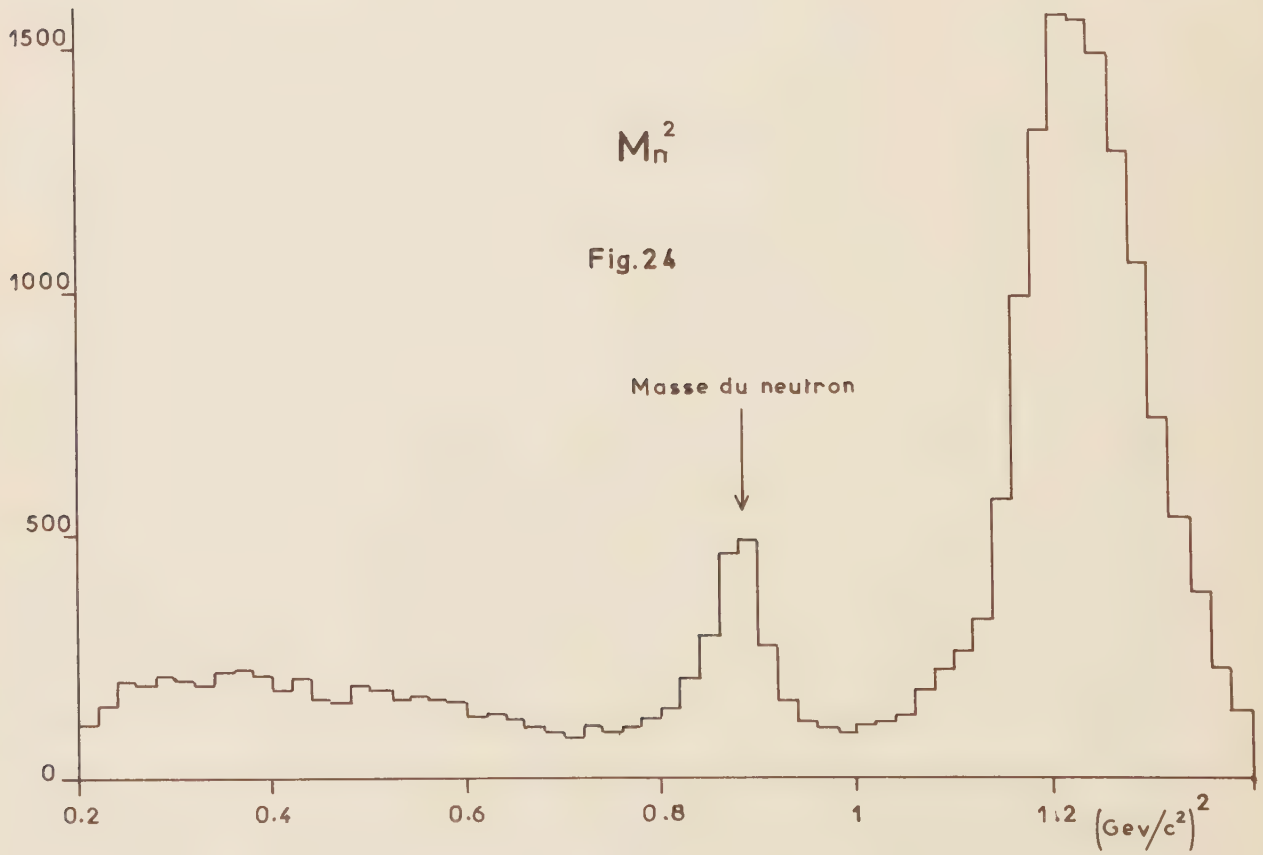

1500
1000
500
0
M_n^2
Masse du neutron
0.2
0.4
0.6
0.8
1
1.2
$(Gev/c^2)^2$

Fig. 24

Fig. 25

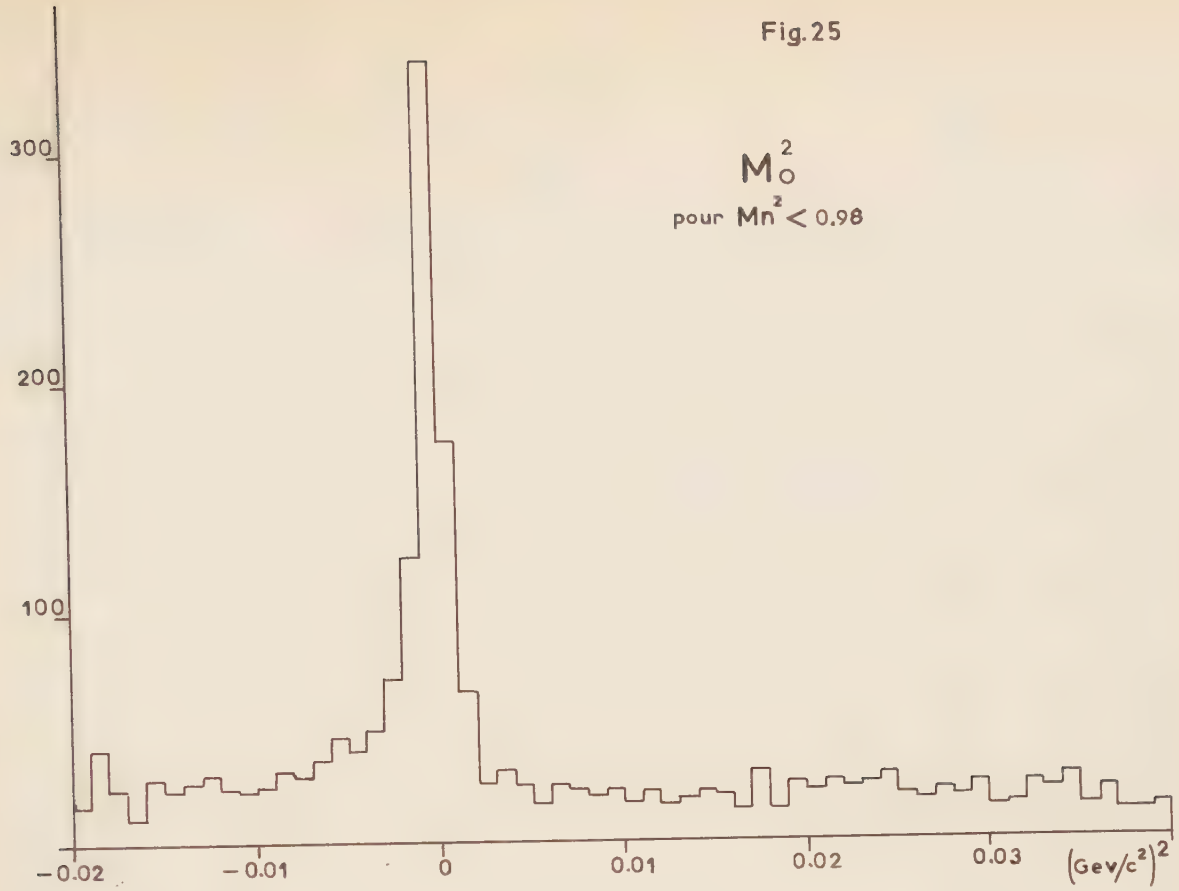

M_o^2
pour $Mn^2 < 0.98$
300
200
100
−0.02
−0.01
0
0.01
0.02
0.03
$(Gev/c^2)^2$

Fig. 26

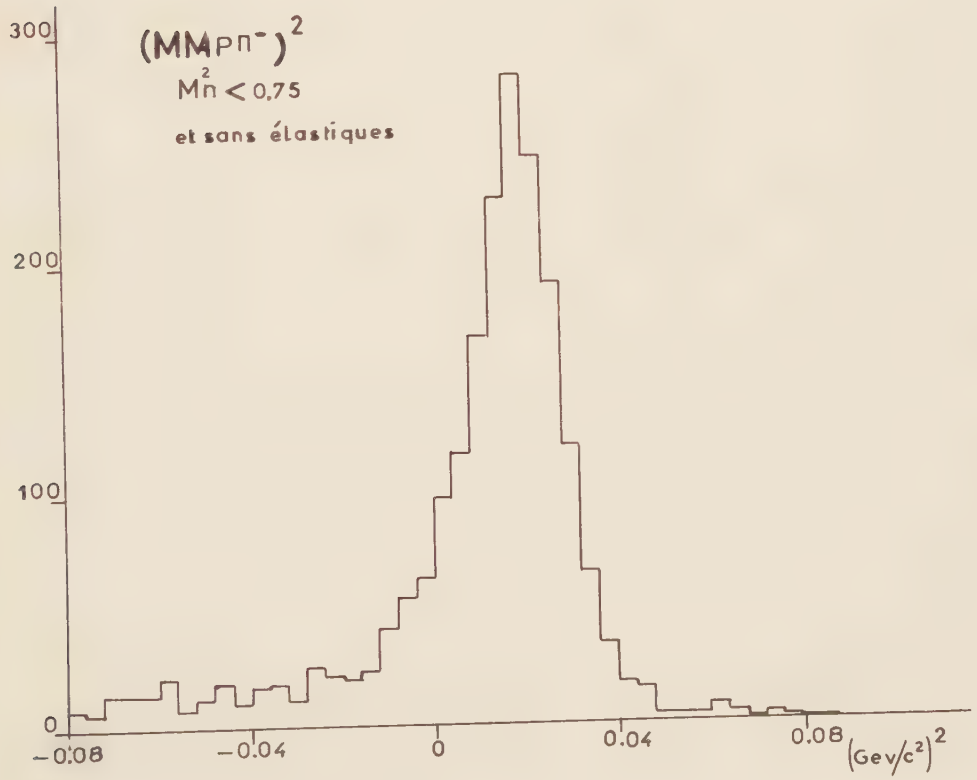
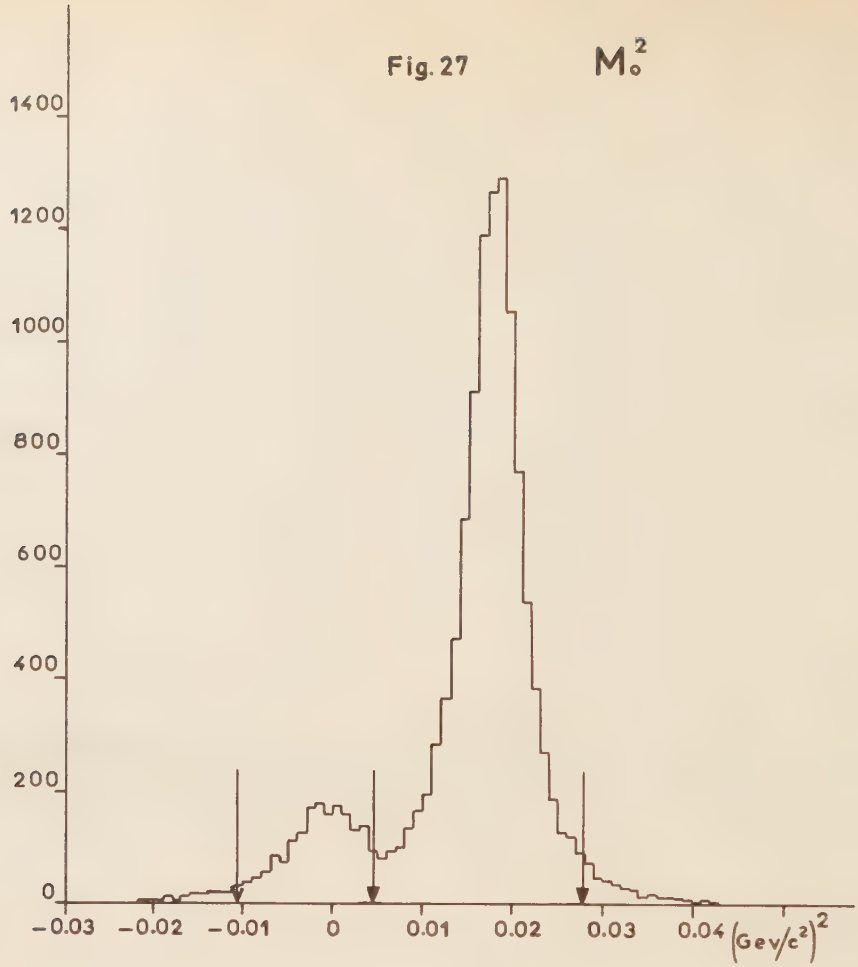

$(MMp\pi^-)^2$
$Mn^2 < 0.75$
et sans élastiques
300
200
100
0
−0.08
−0.04
0
0.04
0.08
$(Gev/c^2)^2$

Fig. 27 M_o^2



M_n^2 (Basse énergie)

Fig. 28

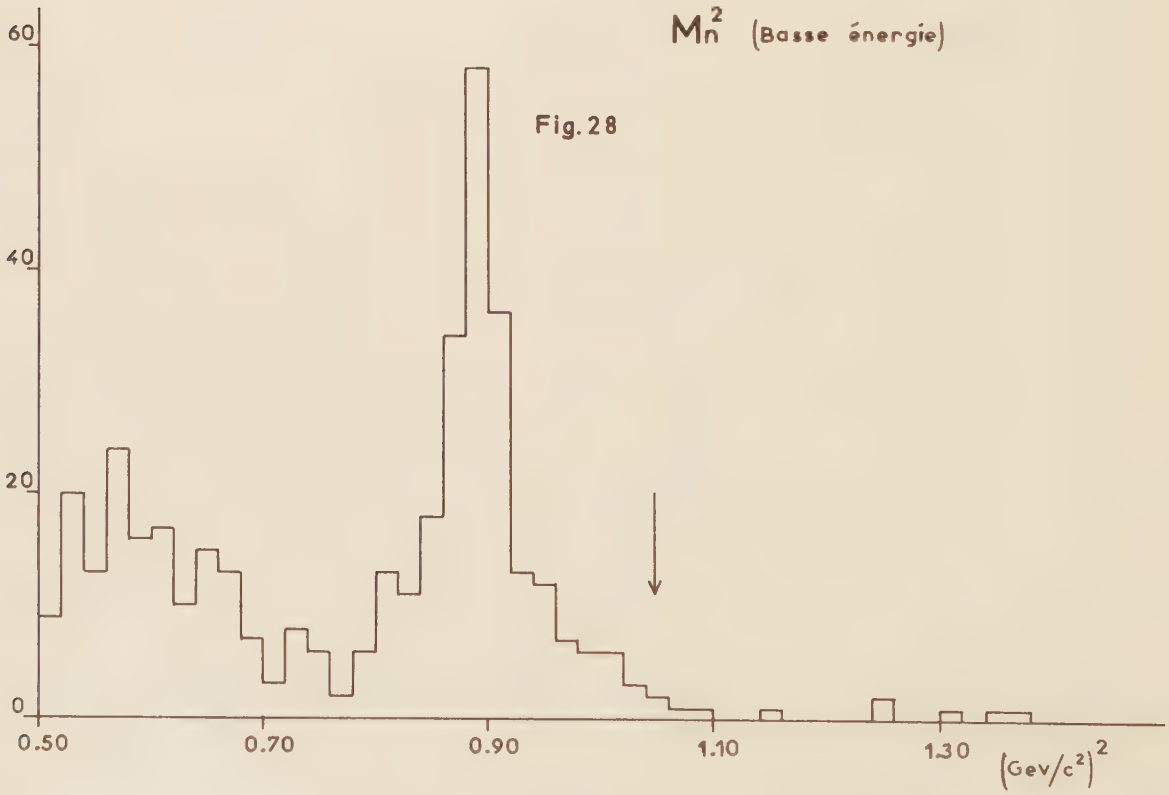
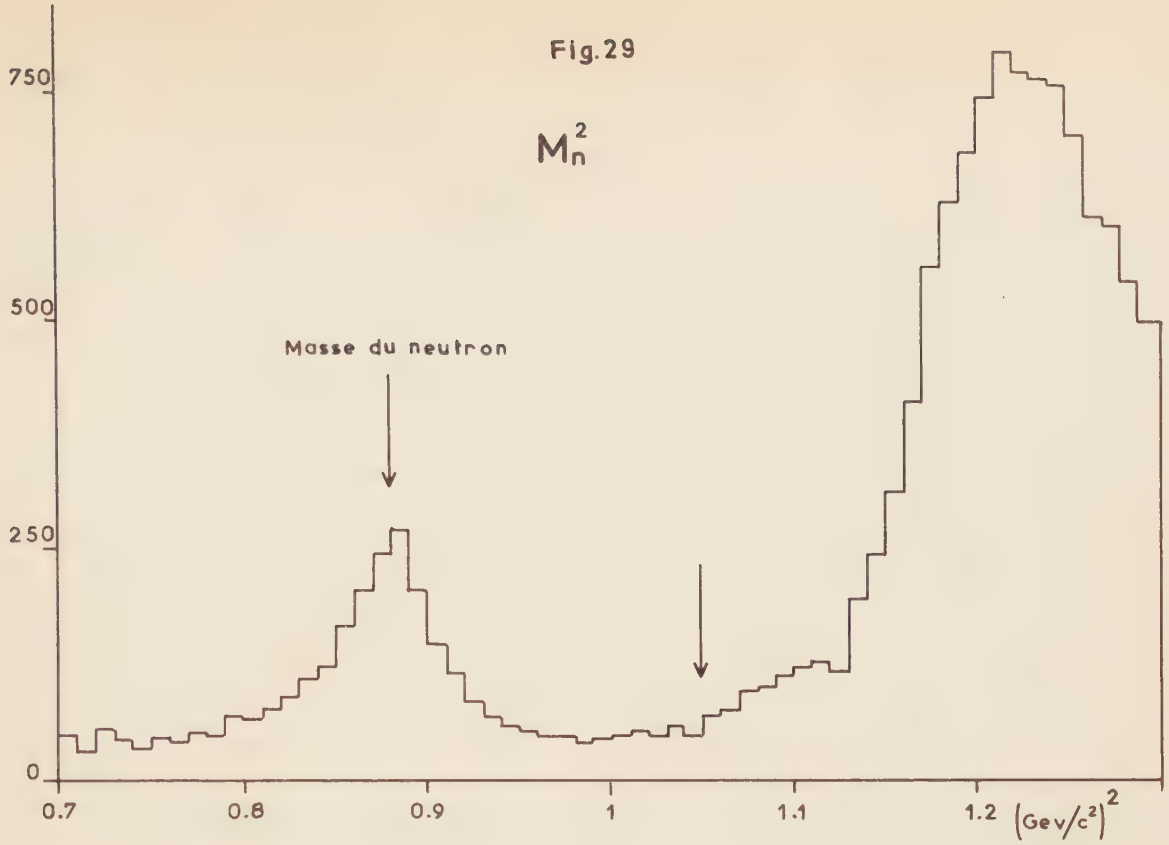


Fig.29


M_n^2
750
500
250
0
Masse du neutron
0.7
0.8
0.9
1
1.1
1.2
$(Gev/c^2)^2$

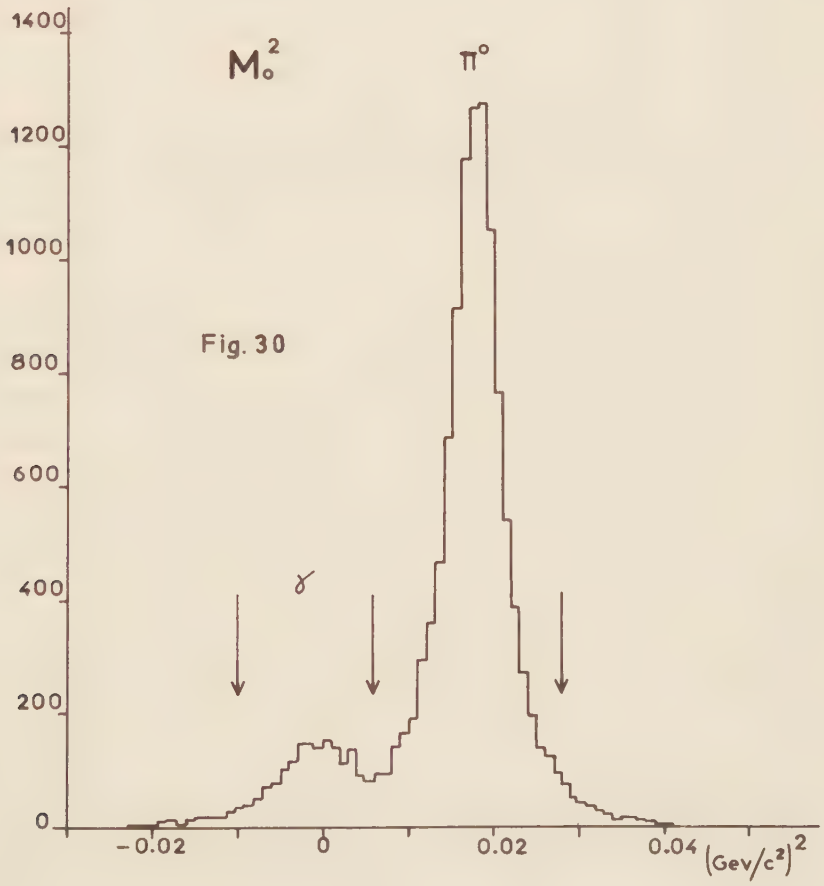

M_o^2
π^o
1400
1200
1000
800
600
400
200
0
γ
-0.02
0
0.02
0.04
$(Gev/c^2)^2$

Fig. 30

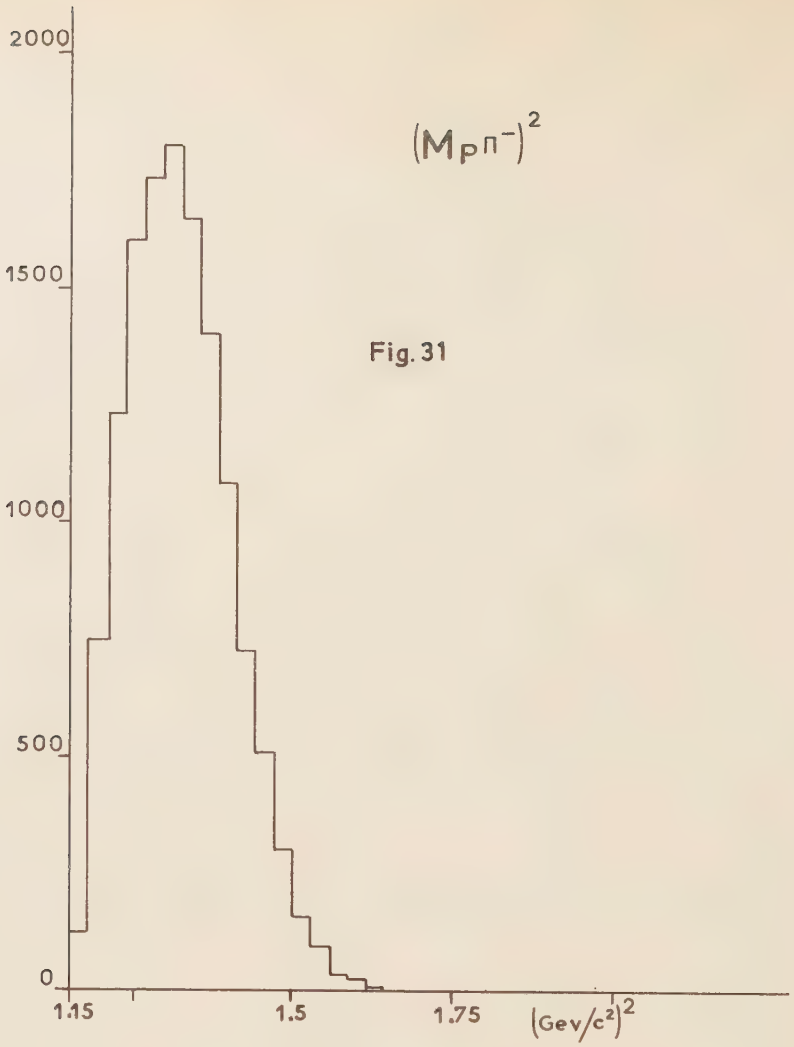

2000
1500
1000
500
0
$(M_{p\pi^-})^2$
1.15
1.5
1.75
$(Gev/c^2)^2$

Fig. 31

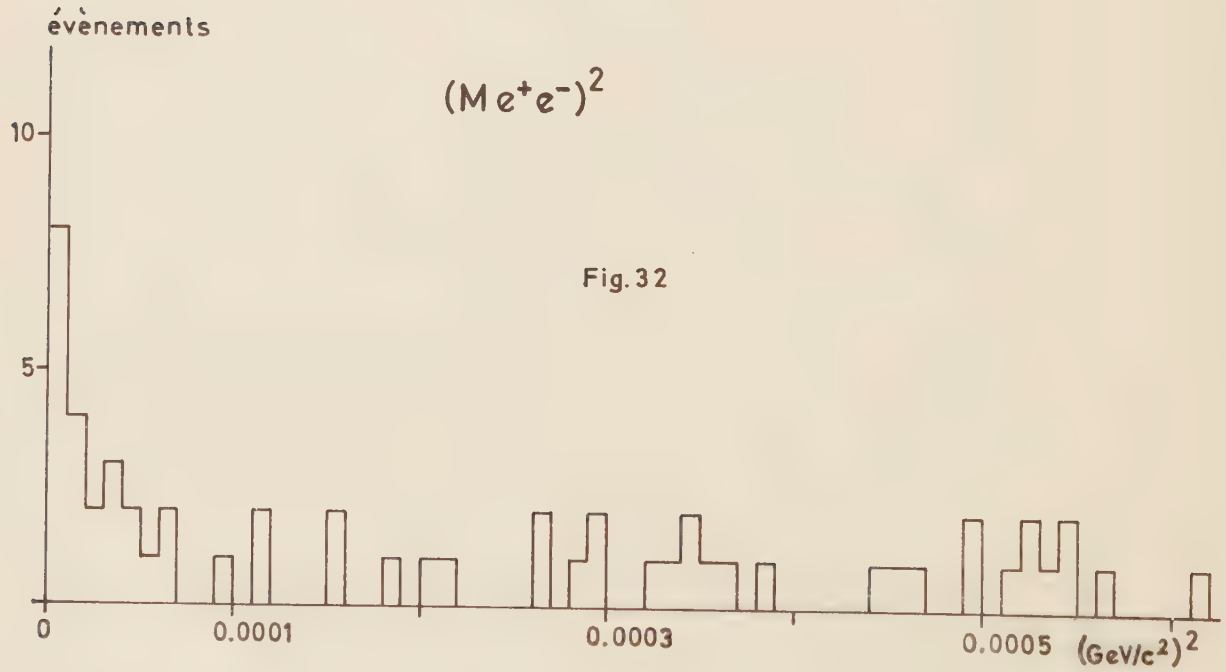

évènements
$(M e^+e^-)^2$
10
5
0
0.0001
0.0003
0.0005
$(GeV/c^2)^2$

Fig. 32

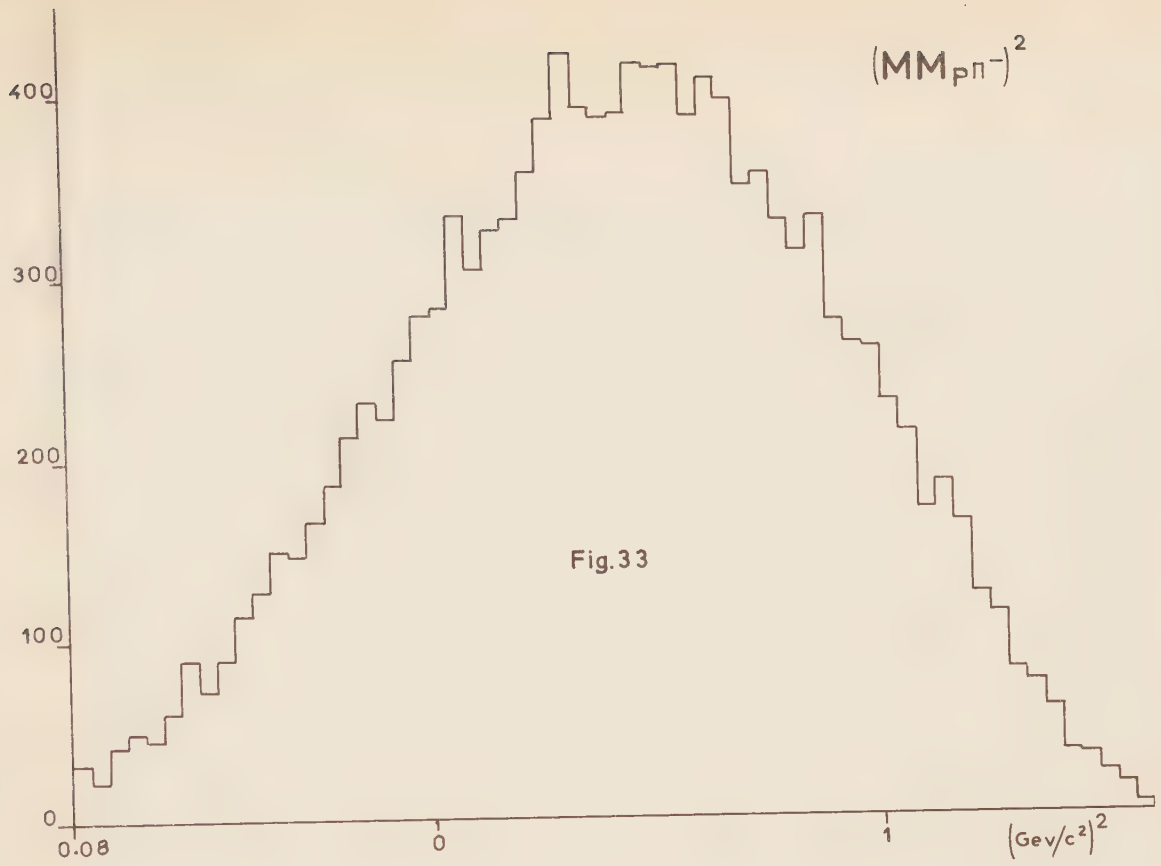

$(MM_{p\pi^-})^2$
400
300
200
100
0
0.08
0
1
$(Gev/c^2)^2$

Fig.33

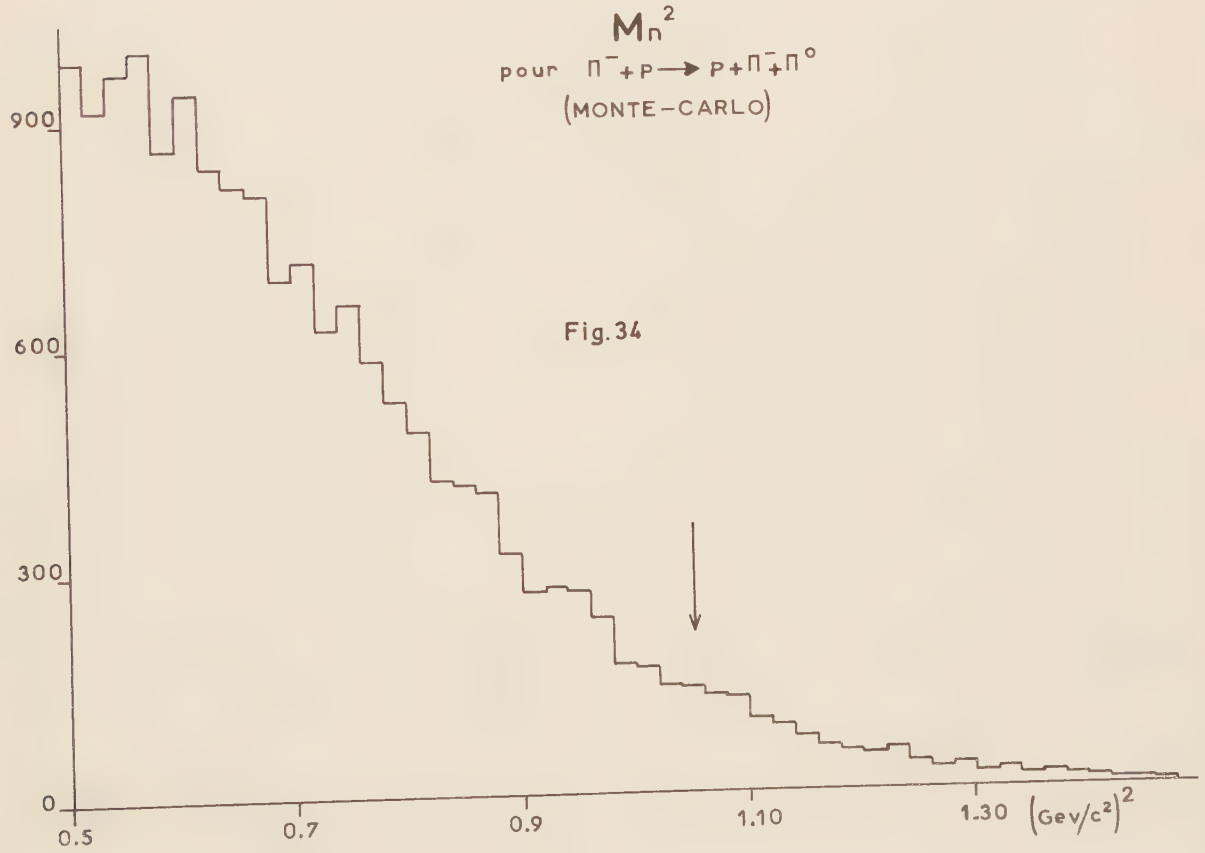
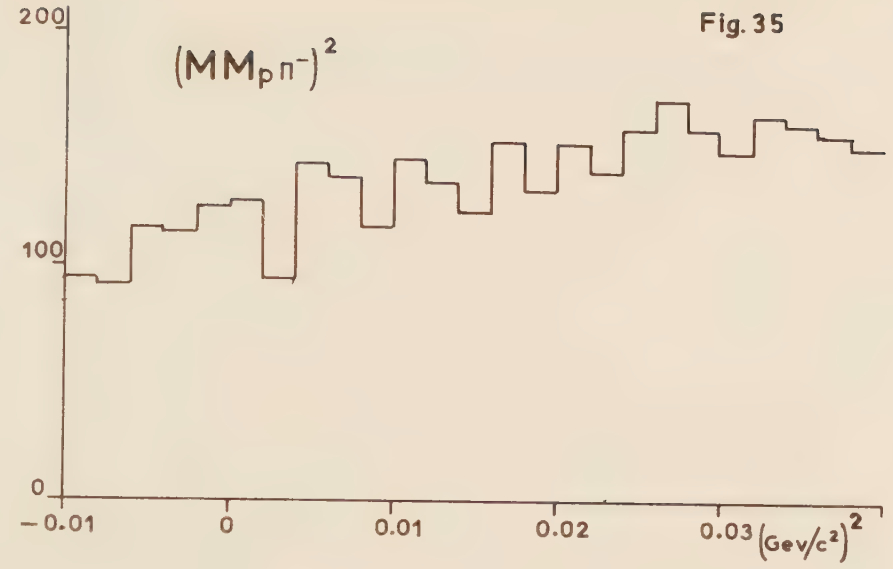

M_n^2
pour $\pi^- + p \rightarrow p + \pi^- + \pi^\circ$
(MONTE-CARLO)
900
600
300
0
0.5
0.7
0.9
1.10
1.30
$(Gev/c^2)^2$

Fig.34

Fig. 35


200
100
0
$(MM_{p\pi^-})^2$
-0.01
0
0.01
0.02
0.03 (Gev/c²)²

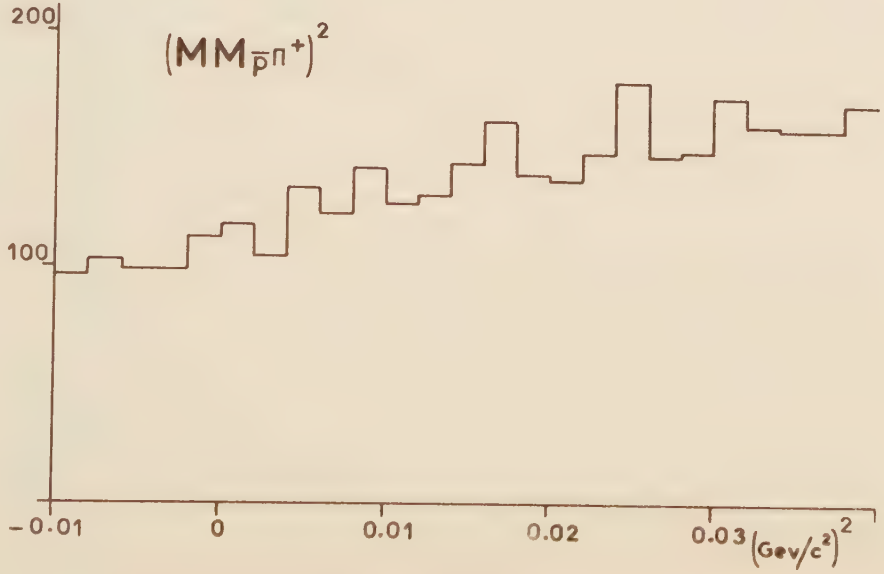
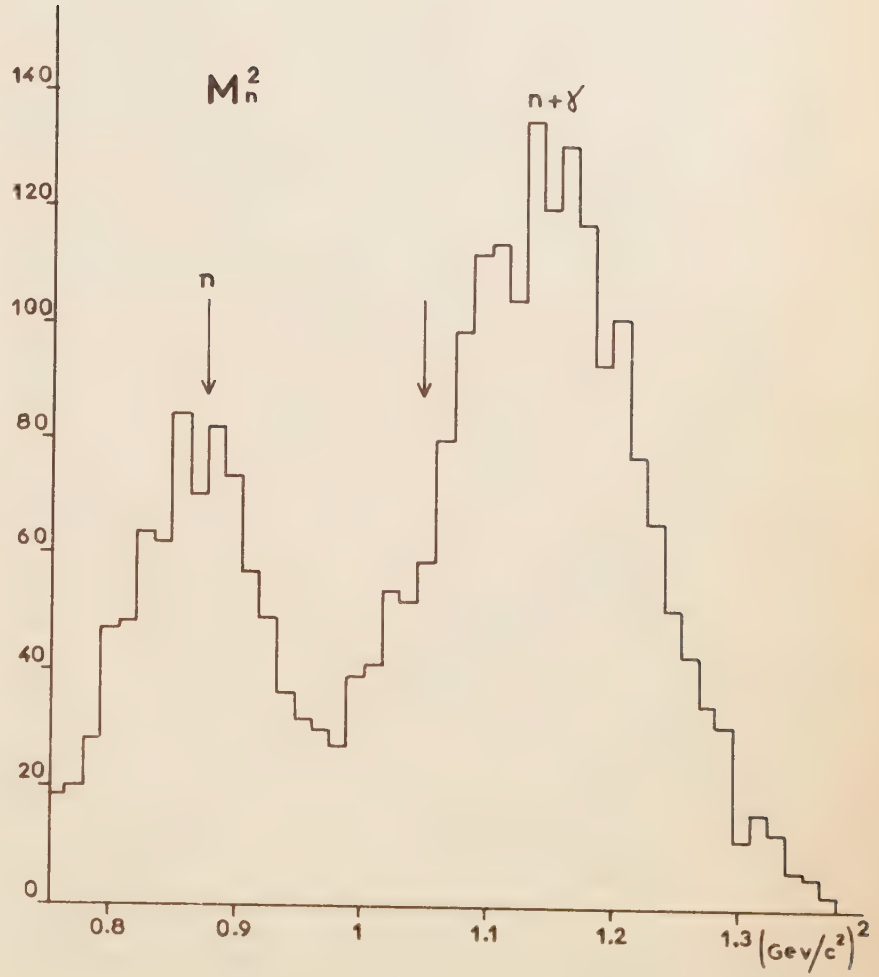

200
100
$(MM_{\bar{p}\pi^+})^2$
-0.01
0
0.01
0.02
0.03 (Gev/c²)²

Fig. 36


140
120
100
80
60
40
20
0
M_n^2
n
n+γ
0.8
0.9
1
1.1
1.2
1.3 (Gev/c²)²

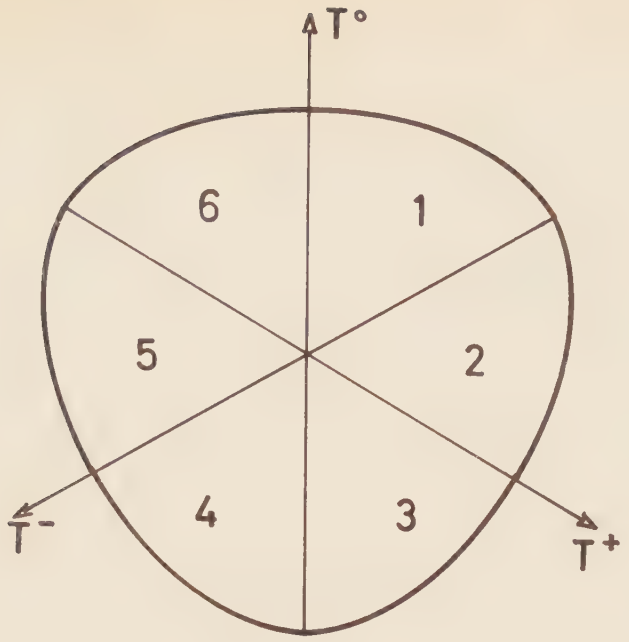


Fig. 37

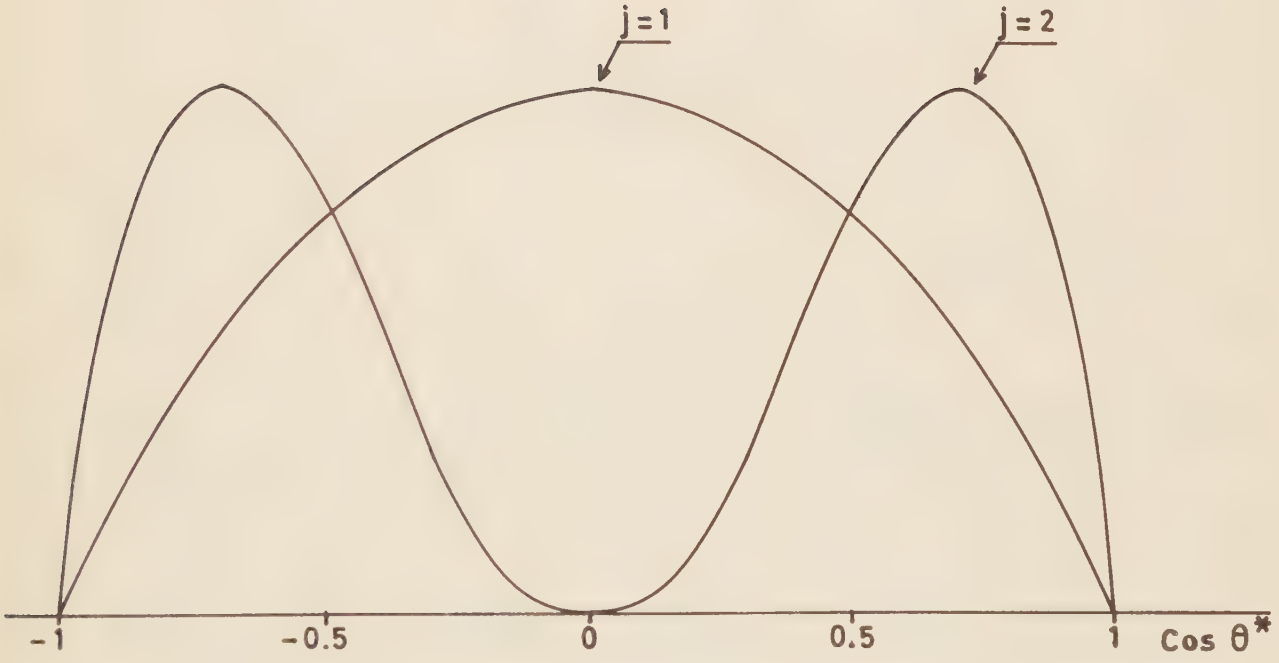
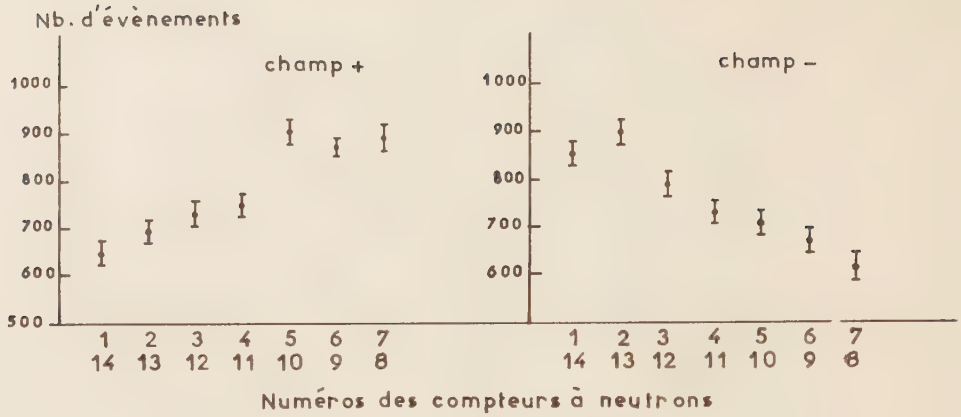
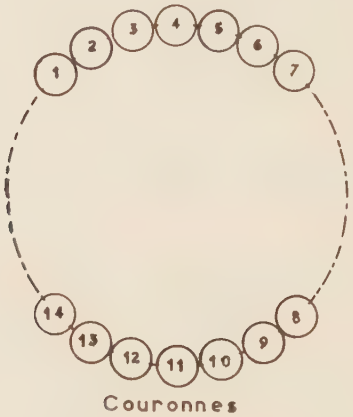


Fig. 38

Fig.39


Nb. d'évènements
champ +
champ –
1000
900
800
700
600
500
1 2 3 4 5 6 7
14 13 12 11 10 9 8
Numéros des compteurs à neutrons


1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
Couronnes

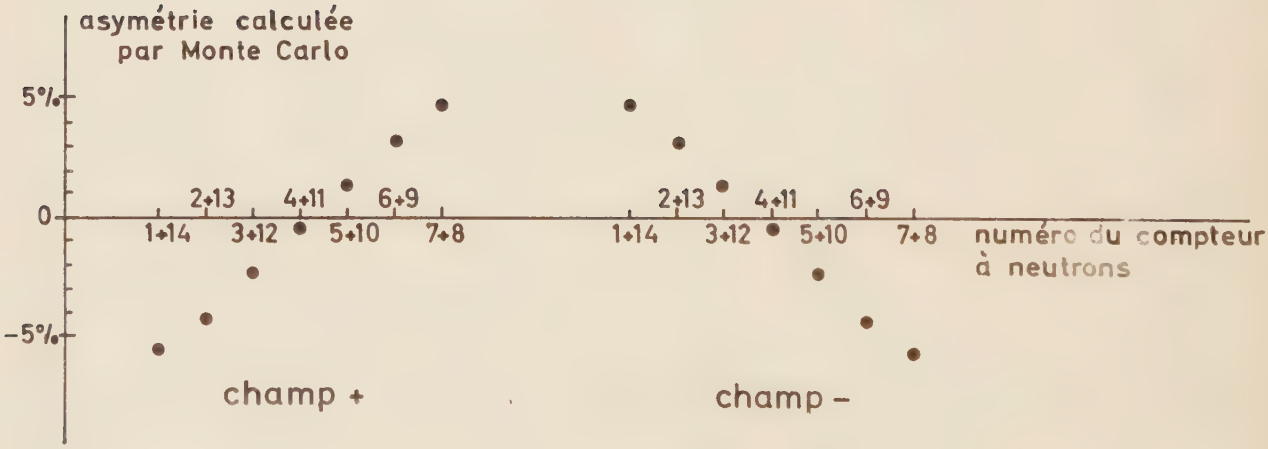

asymétrie calculée
par Monte Carlo
5%
0
–5%
2+13
4+11
6+9
1+14
3+12
5+10
7+8
numéro du compteur
à neutrons
champ +
champ –

Fig. 40

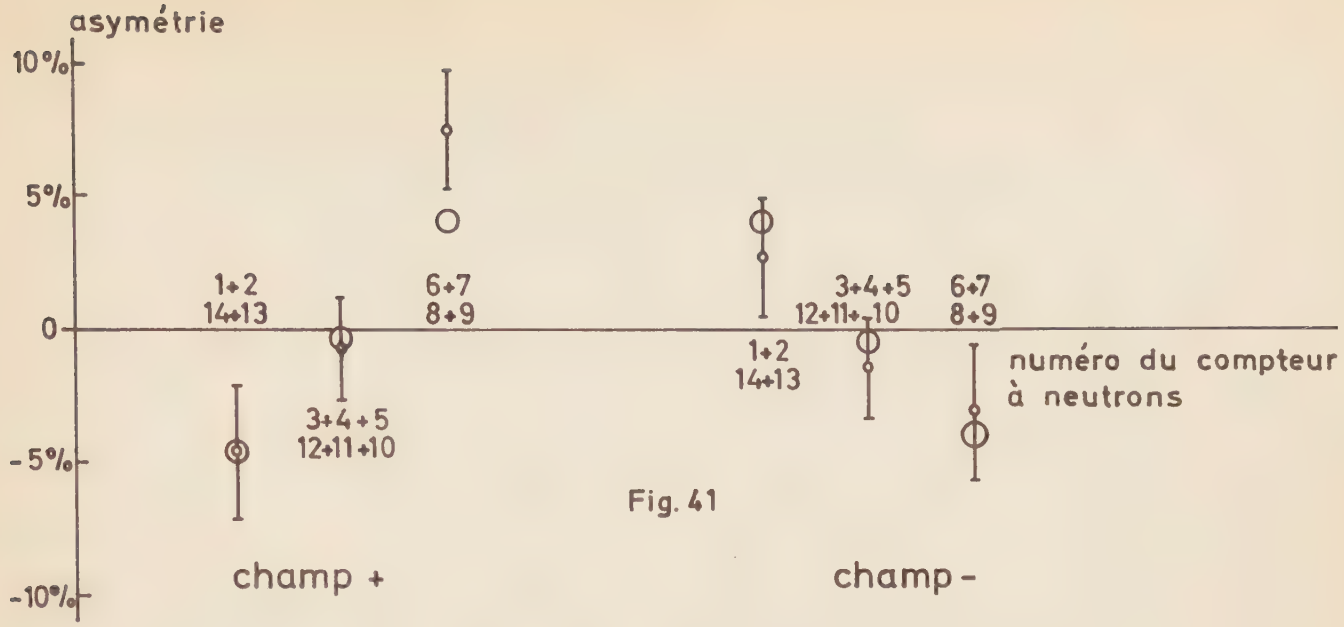

asymétrie
10%
5%
0
-5%
-10%
1+2
14+13
3+4+5
12+11+10
6+7
8+9
1+2
14+13
3+4+5
12+11+10
6+7
8+9
numéro du compteur
à neutrons
champ +
champ -

Fig. 41

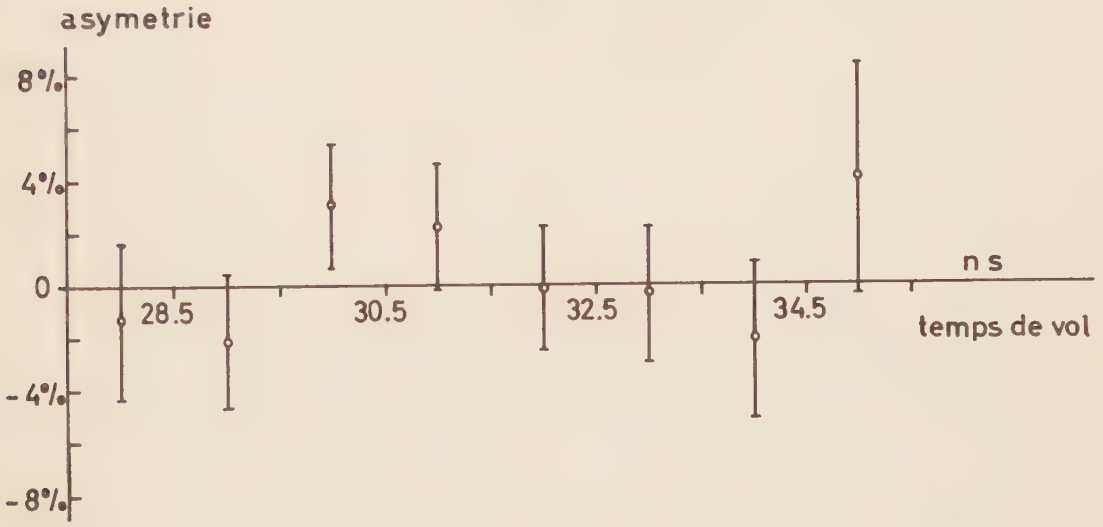
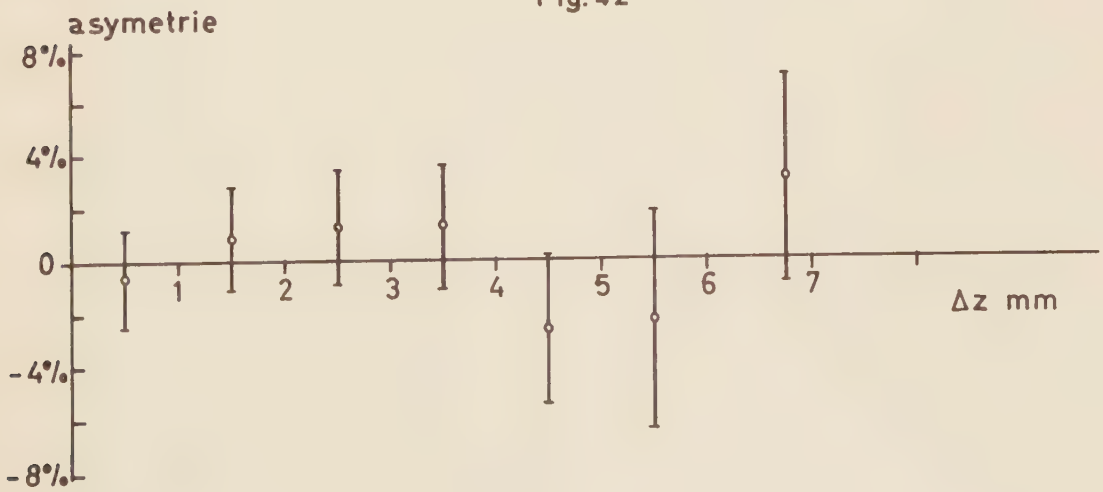
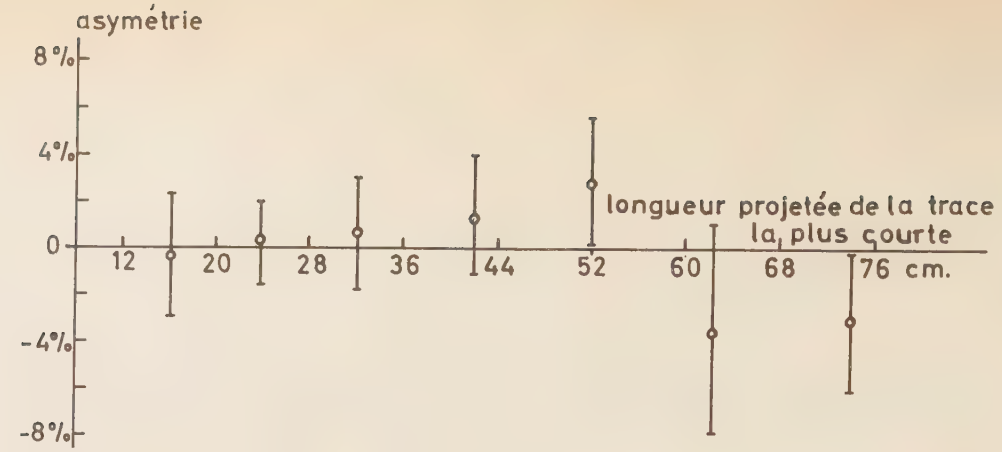

asymetrie
8%
4%
0
-4%
-8%
28.5
30.5
32.5
34.5
n s
temps de vol

Fig. 42


asymetrie
8%
4%
0
-4%
-8%
1
2
3
4
5
6
7
Δz mm


asymétrie
8 %
4%
0
-4%
-8%
12
20
28
36
44
52
60
68
76 cm.
longueur projetée de la trace la plus courte

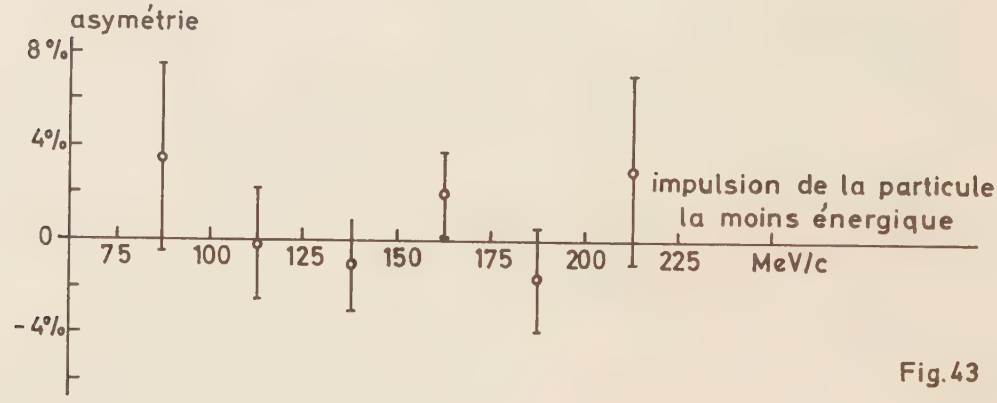
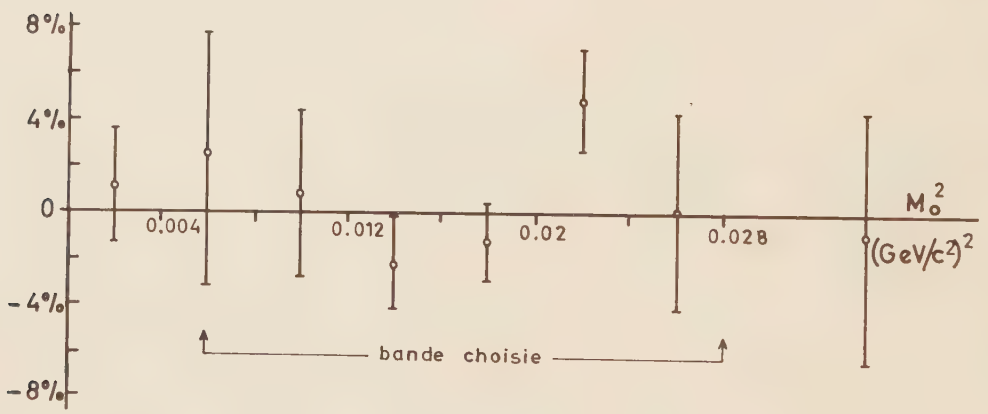

asymétrie
8 %
4%
0
-4%
75
100
125
150
175
200
225
MeV/c
impulsion de la particule la moins énergique

Fig. 43


8 %
4%
0
-4%
-8%
0.004
0.012
0.02
0.028
M_o^2
$(GeV/c^2)^2$
bande choisie

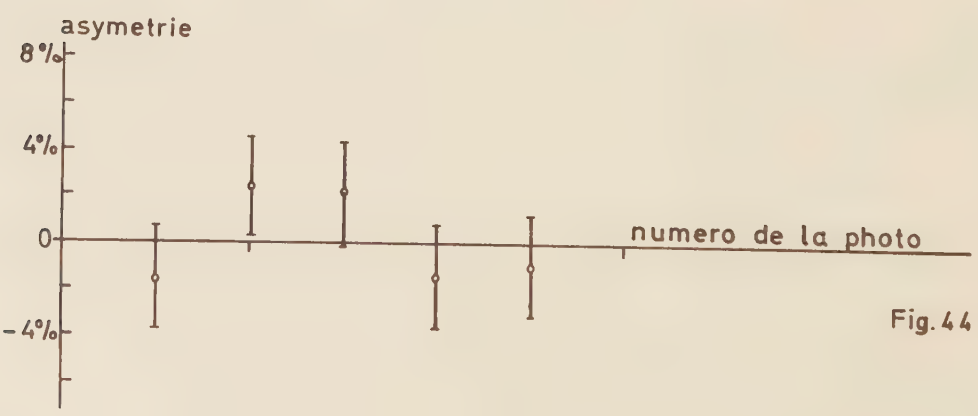

asymetrie
8 %
4%
0
-4%
numero de la photo

Fig. 44

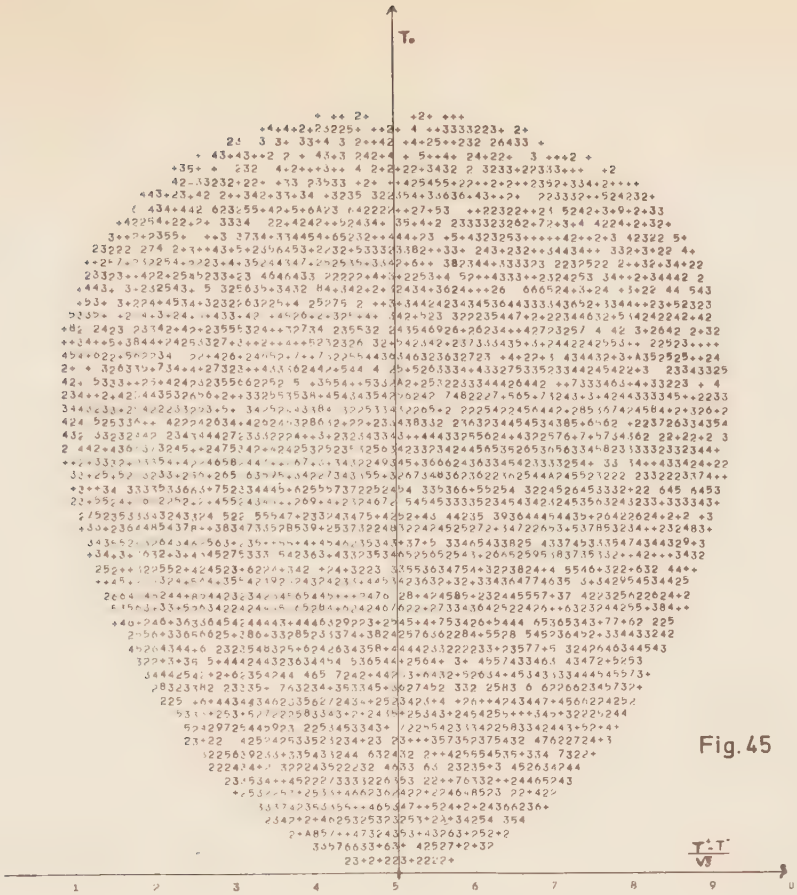
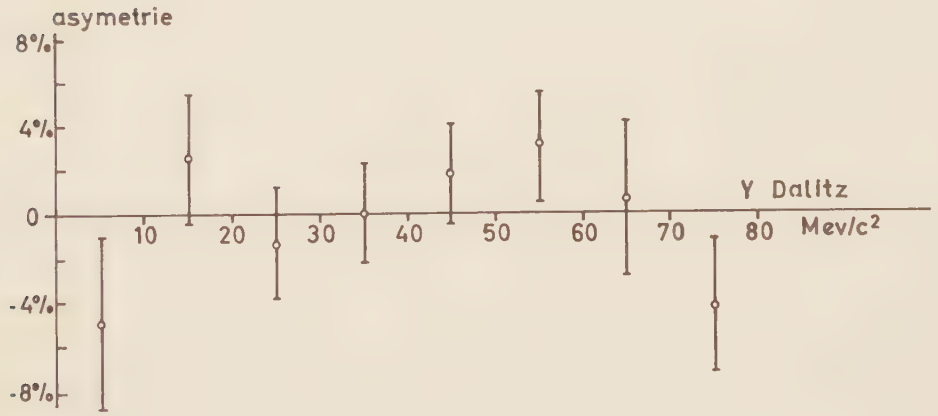

T₀
$\frac{T_+ - T_-}{\sqrt{3}}$

Fig. 45


asymetrie
8%
4%
0
-4%
-8%
Y Dalitz
Mev/c²

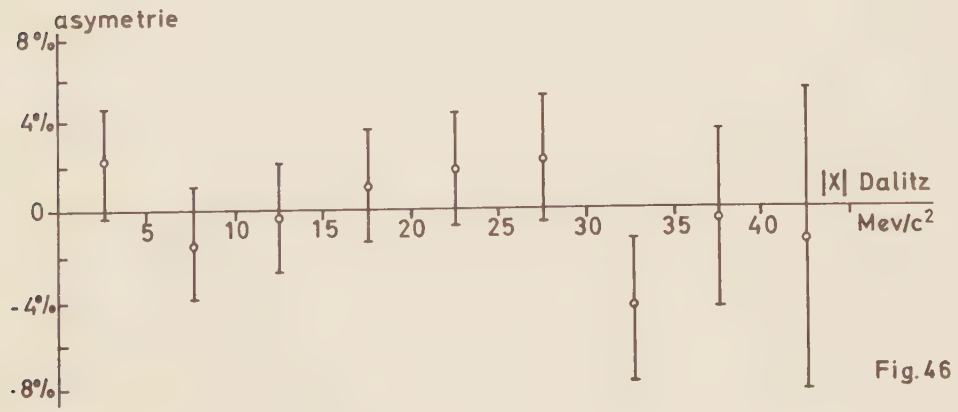

asymetrie
8%
4%
0
-4%
-8%
|X| Dalitz
Mev/c²

Fig. 46

Ao
5%
2.5%
0
-2.5%
-5%
Elément de matrice I=0
Unités arbitraires

Fig. 47

10%
5%
-5%
-10%
A
0.8
1.0
1.05
1.2
1.4
M_N^2 (Gev/c²)²

Fig. 48

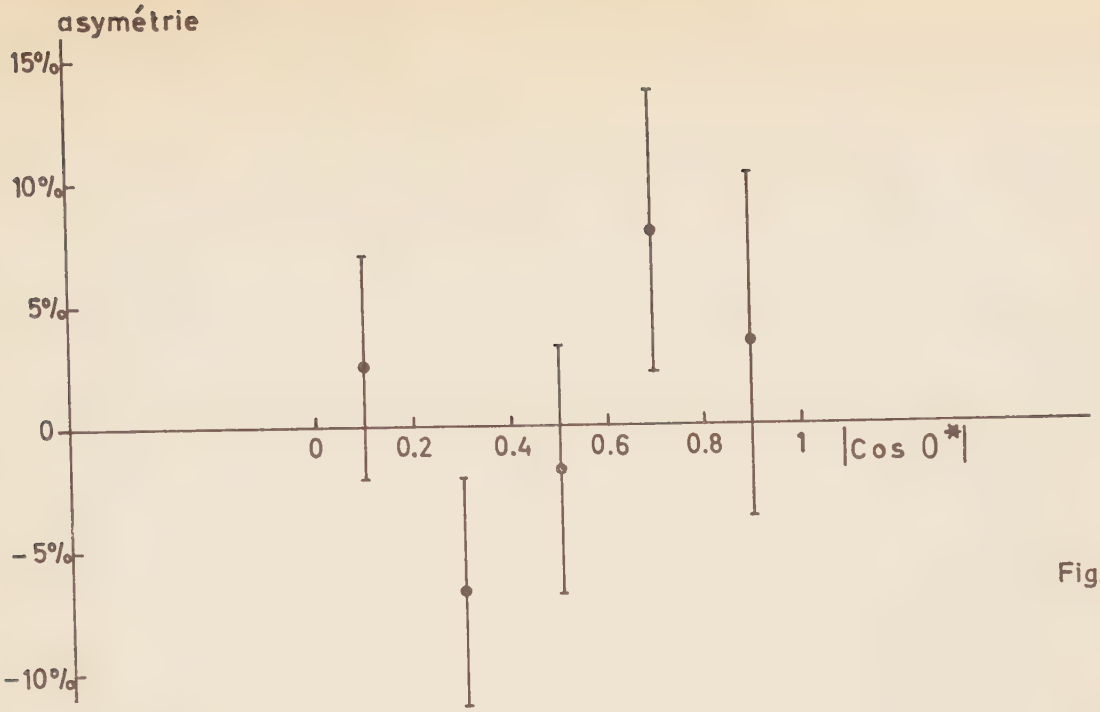

asymétrie
15%
10%
5%
0
-5%
-10%
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1
|Cos 0*|

Fig. 43

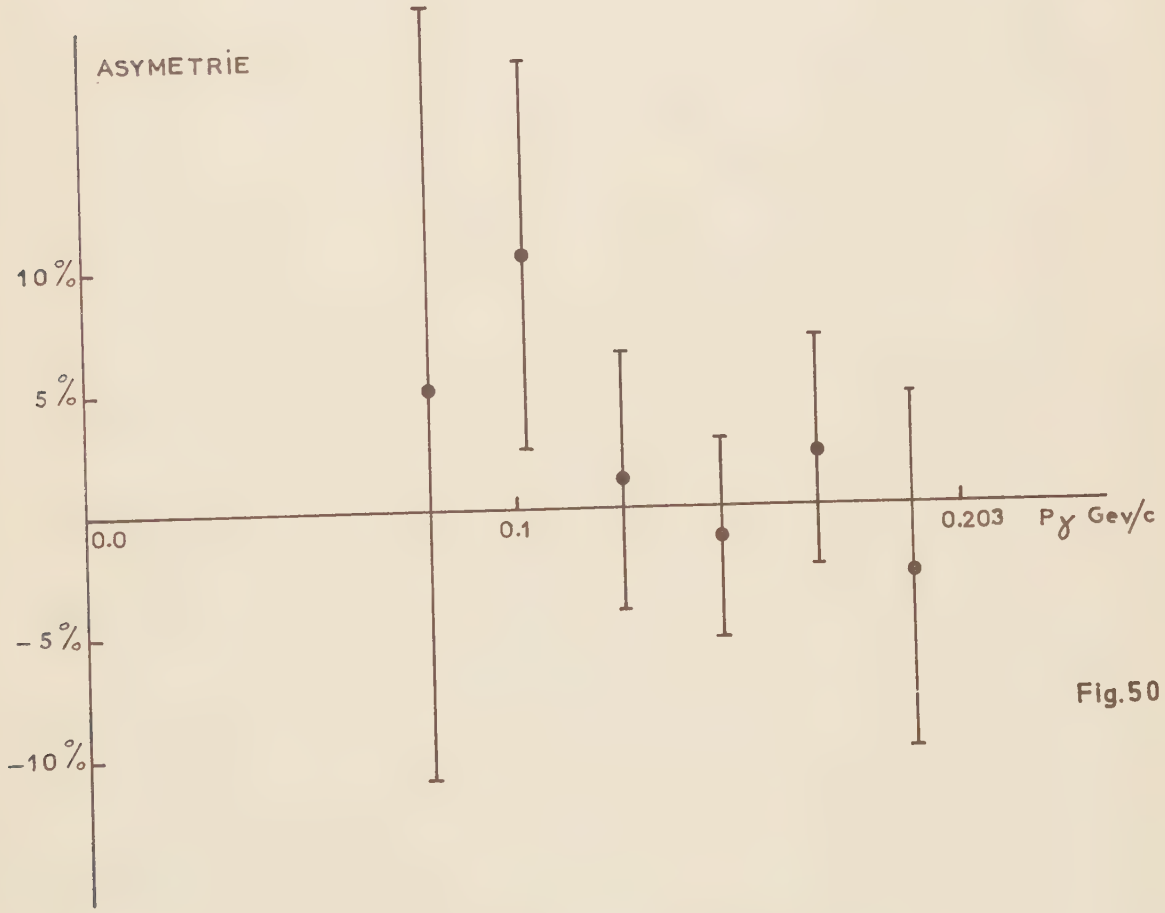

ASYMETRIE
10 %
5 %
-5 %
-10 %
0.0
0.1
0.203
Pγ Gev/c

Fig. 50

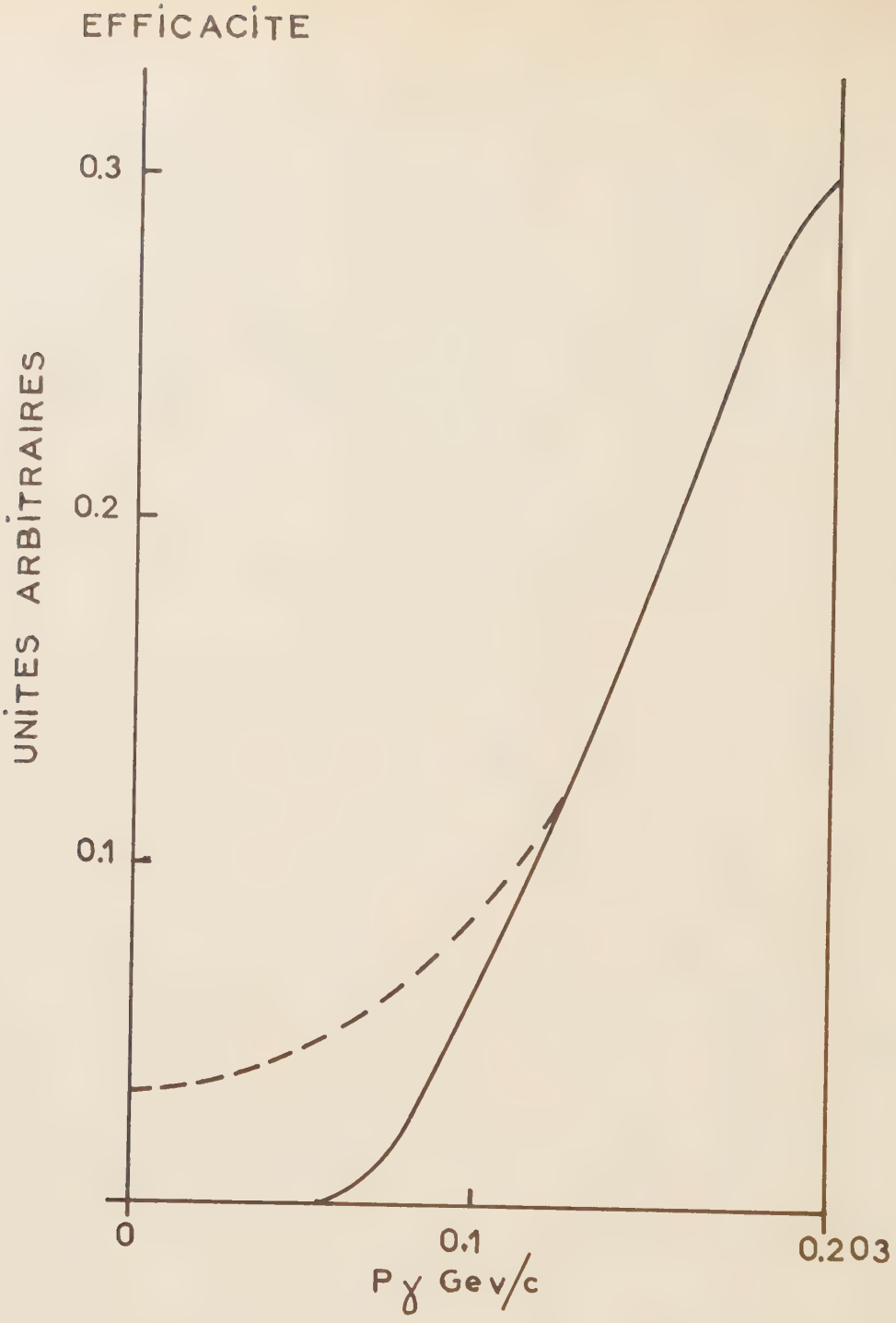


Fig. 51